PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 20 — 15. Oktober 1936 — 37. Jahrgang

Redaktionsschluß für Nr. 22 am 1. November 1936.

INHALT:

Abhandlungen:

W. Gremmer, Über ein Normalelement von kleiner Spannung. S. 697.

E. Justi und H. Scheffers, Die elektrische Anisotropie von Wolfram-Einkristallen bei tiefen Temperaturen in starken magnetischen Transversalfeldern. S. 700.

W. Korff, Photometrische Untersuchungen der Lichtbeugung an Ultraschallwellen in Flüssigkeiten und Gasen. Mit Tafel VII. S. 708.

H. Frei und G. Groetzinger, Über das Freiwerden elektrischer Energie beim Aufschmelzen des Elektreten. S. 720.

B. Klages und H. Klumb, Über Streulichtmessungen an dispersen Systemen unter Verwendung röhrenförmiger Streulichtzellen. S. 724.

H. Brinkman, Die Abhängigkeit der Intensitäten der Rotationslinien einer Bande von den Anregungsbedingungen. S. 726.

O. Herrmann, Ewiderung zu der Bemerkung von H. Brinkman über „Die Abhängigkeit der Intensitäten der Rotationslinien einer Bande von den Anregungsbedingungen. S. 729.

Besprechungen:

R. Gans und B. Mrowka, Beiträge zur Theorie des Atommagnetismus. S. 729.

F. Rasetti, Il Nucleo Atomico. S. 729.

Vorlesungsverzeichnis für das Winterhalbjahr 1936/37. S. 730.

Berichtigung. S. 736.

Nachrichten. S. 736.

ABHANDLUNGEN.

Über ein Normalelement von kleiner Spannung.

Von W. Gremmer.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Für die Kompensation von kleinen Spannungen, wie sie z. B. bei der Messung von Temperaturen durch Widerstandsthermometer und Thermoelementen auftreten, besteht schon immer ein Mangel an einer Normalspannungsquelle, die der Größenordnung nach etliche hundertstel Volt beträgt. So liefert ein Silber- oder Kupfer-Konstantan-Element bei 500° eine Spannung von ungefähr 0,02 Volt und ein Platin-Platinrhodium-Element bei 1000° nahezu 0,01 Volt. Diesen zu messenden kleinen Spannungen steht als Normalspannung 1,01830 Volt, die Spannung des Weston-Normalelements, gegenüber, die aber in allen diesen Fällen verhältnismäßig hoch ist und den Wunsch nach einem Normal von kleiner Spannung entstehen ließ.

Um diesem Bedarf der Technik zu genügen, sind schon früher in der Reichsanstalt von v. Steinwehr Versuche unternommen worden, bei denen 2 Metalle verwendet waren, die in der elektrischen Spannungsreihe nahe beieinander liegen. Diese Bemühungen führten leider zu keinem endgültigen Ergebnis, weil die Bedingungen, denen ein Normalelement zu genügen hat, sehr streng sind.

Auf einem ganz anderen Wege versuchte Verfasser im Jahre 1934 ein Kleinspannungsnormal herzustellen und zwar unter Verwendung ein und desselben Metalls in verschiedenen Phasen. Als besonders geeignet hierzu schien das Gallium, denn dieses schmilzt bei 30° C und läßt sich sehr leicht unterkühlen. Es wurden Elemente zusammengestellt, deren eine Elektrode aus flüssigem und deren andere aus festem Gallium bestand; als Elektrolyt wurde ein Galliumsalz z. B. Galliumsulfat in wässriger Lösung benutzt. Leider entsprach das so zusammengestellte Element nicht den Erwartungen. Während sich sonst bei Zimmertemperatur flüssiges Gallium über länger als 10 Stunden ohne Schwierigkeit als unterkühlte Schmelze hält, war schon innerhalb von 3 Stunden beim Element der flüssige Pol fest geworden. Dies ist vielleicht darauf zurückzuführen, daß sich in dem Elektrolyten verteilt einzelne von dem festen Pol herrührende sehr kleine Kristallisationskeime befinden, die alsbald auch eine Kristallisation des unterkühlten flüssigen Pols verursachen. Ein weiterer Übelstand liegt in dem Hydrolysieren der Galliumsalze. Übrigens ist von Regnault[1]) für einen qualitativen Versuch zuerst ein solches

1) Regnaul , Compt. Rend. **86**, 1457, 1878.

Galliumelement zusammengestellt worden. Er wollte damit zeigen, daß die Differenz der freien Energie der beiden in verschiedenen Phasen stehenden Pole sich in einer elektrischen Spannung auswirken mußte.

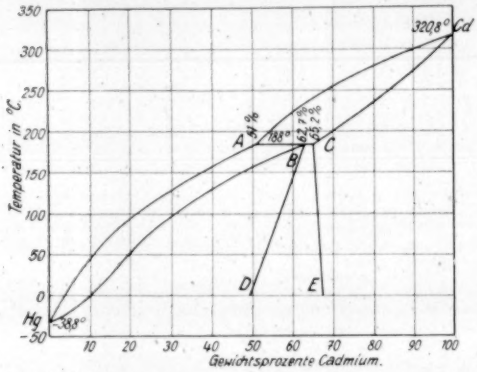


Abb. 1. Zustandsdiagramm *Cd*-*Hg*.

Beim weiteren Suchen nach geeigneten Stoffen für ein Kleinspannungsnormal und entsprechenden Experimenten wurde ein Element untersucht, dessen Pole aus verschieden konzentrierten *Cd*-Amalgamen bestehen. Für das Verständnis der Wirkungsweise des Elements ist es jedoch erforderlich, sich die Zustandskurve des *Cd*-Amalgams zu vergegenwärtigen. In der Abb. 1 bezeichnet *Hg A Cd* die Liquiduskurve des flüssigen Gemisches von Kadmium und Quecksilber, während *Hg B C Cd* die Soliduskurve darstellt. Der Kurvenzug *A Hg B Cd* begrenzt somit ein heterogenes Gebiet von einer festen und einer flüssigen Phase. Ebenso ist ein zweites heterogenes Gebiet durch den Kurvenzug *D B C E* gekennzeichnet. Hier trennt sich jedes *Cd*-Amalgam in 2 verschiedene feste Phasen. In allen übrigen Gebieten sind Kadmium und Quecksilber in jedem der durch die Kurvenzüge abgegrenzten Mischungsverhältnisse möglich. Dieses Zustandsdiagramm ist durch verschiedene Untersuchungen von Bijl zuerst festgelegt worden[1]) Insbesondere konnte er die Mischungslücke *D B C E* dadurch nachweisen, daß er sich Elemente ähnlich den Weston-Normalelementen herstellte, bei denen *Cd*-Amalgam-Pole von verschiedener Konzentration verwendet wurden.

1) Bijl, Zeitschr. f. phys. Chemie **41**, 641, 1902; siehe auch F. E. Smith, Proc. Phys. Soc. London **22**, 11a, 369, 1910; Phil. Mag. **20**, 206, 1910; A. Schulze, Zeitschr. f. phys. Chemie **105**, 177, 1923.

Aus den Kurven der elektromotorischen Kraft dieser Ketten in Abhängigkeit von dem Kadmiumgehalt des Amalgams bei verschiedenen Temperaturen (s. Abb. 2) gelang es ihm das Zustandsdiagramm von Kadmium und Quecksilber aufzustellen und insbesondere den Beweis für die Mischungslücke *D B C E* zu führen. Ähnliche Untersuchungen sind auch von Puschin gemacht worden, der jedoch als Gegenpol nicht Quecksilber sondern Kadmium nahm. Beide Zeichnungen lassen sehr leicht die Änderungen in der Zustandskurve des *Cd*-Amalgams durch entsprechende Änderungen in der Spannung verfolgen. Die waagrechten Kurvenzüge der Spannungskurve entsprechen den zwei heterogenen Gebieten der Zustandskurve.

Eine Hauptforderung für ein Normalelement ist, daß bei Stromdurchgang alle dasselbe zusammensetzende Phasen erhalten bleiben. Nur das Mengenverhältnis der einzelnen vorhandenen Phasen darf sich dabei ändern. Offenbar erfüllt nach dem Vorhergesagten das chemische System

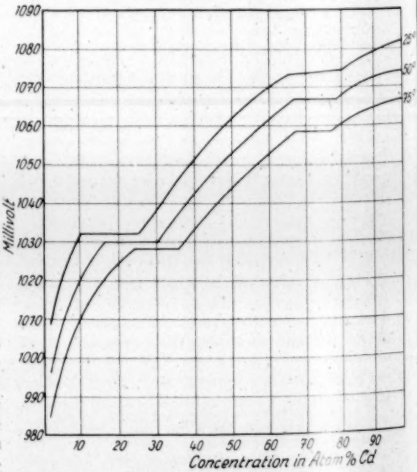


Abb. 2. Einfluß der *Cd*-Konzentration auf die EMK.

Mischung von 6 Proz. *Cd Hg* flüssig 14 Proz. *Cd Hg* fest	*Cd SO*$_4$ Lösung	Mischung von 52 Proz. *Cd Hg* fest 67 Proz. *Cd Hg* fest

diese Bedingung; dann muß es aber möglich sein, aus diesen Bestandteilen ein Normalelement aufzubauen. Die Wirkungsweise dieses Elements besteht darin, daß bei Stromlieferung *Cd* aus dem Pol mit dem größeren *Cd*-Gehalt in den Pol mit geringerem *Cd*-Gehalt übergeführt wird. Da hierbei die Konzentration des Elektrolyten ungeändert bleibt, muß die EMK eines solchen Elements von der Konzentration des Elektrolyten unabhängig sein. Die Ergebnisse der weiter unten mitgeteilten Messungen bestätigen diese Forderung. Einige solcher Elemente sind nun 1934 hergestellt worden, und es ist ihr Verhalten bis jetzt über $1\frac{1}{2}$ Jahre lang geprüft worden. Die Beobachtungsdaten für die einzelnen 12 fortlaufend numerierten Elemente zeigt die Zahlentafel. Die Elemente 1—9 wurden gleich nach ihrer Herstellung gemessen, zuerst am 15. Juni 1934, und dann zugeschmolzen.

Differenz = EMK − 4400 · 10^{-5} Volt
für die Elemente Nr.

Datum 1934	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
15. Juni	94	87	97	66	97	98	85	73	83	70	—	—
25. Juni	88	86	96	69	98	97	52	75	82	71	—	—
7. Juli	88	85	92	71	96	95	20	55	63	72	—	—
25. Juli	86	84	89	72	91	89	01	34	01	72	—	—
14. August	83	81	85	71	86	83	17	44	20	72	—	—
7. September	81	79	82	70	81	78	30	50	30	71	—	—
22. Oktober	76	76	78	65	72	72	64	60	51	69	99	94
22. November	73	73	76	55	64	70	60	62	57	68	97	91
17. Dezember	64	71	74	65	67	69	69	67	66	69	96	89
1935												
23. Januar	72	71	72	64	69	68	66	67	65	68	96	86
14. März	73	70	71	50	61	66	60	65	62	67	94	80
8. Mai	74	71	74	56	65	62	65	67	66	68	96	84
15. Juni	72	70	72	58	65	58	66	67	66	67	94	80
29. August	71	69	69	60	66	59	66	67	66	65	94	79
8. Oktober	72	70	70	62	67	62	68	68	68	66	96	81
25. November	71	68	69	61	65	61	67	67	67	65	93	78
1936												
17. Januar	71	69	69	62	67	63	67	68	68	65	95	79
21. März	70	68	69	63	66	63	68	68	67	65	94	77
22. April	69	68	69	63	66	63	67	67	67	64	92	76

Element Nr. 10 ist $\frac{1}{4}$ Jahr älter. Es wurde als erster Versuch im Frühjahr 1934 zusammengestellt. Alle Elemente 1—10 sind in der bekannten H-Form hergestellt und haben einen inneren Widerstand von 350—500 Ω. Element Nr. 11 und 12 sind im Oktober 1934 besonders in der Absicht angefertigt worden, einen sehr geringen inneren Widerstand zu erzielen, der kleiner als 5 Ω ist. Der Elektrolyt der Elemente 7—12 ist nahezu gesättigte Kadmiumsulfatlösung. Bei den Elementen 4—6 und 1—3 ist diese Lösung verdünnt worden im Verhältnis 1:1 und 1:2. Alle Elemente wurden nach ihrer Zusammenstellung künstlich gealtert. Die Spannung der Elemente ist 0,04463—0,04470 Volt bei 18° C; der Temperaturkoeffizient ist − 0,00026 Volt pro 1° C. Aus der Zahlentafel ist ersichtlich, daß einzelne Elemente innerhalb der ersten 4 Monate nach ihrer Herstellung starke Schwankungen der EMK erlitten haben (so besonders die Elemente 7—9). Doch sind innerhalb des letzten Jahres alle Elemente fast konstant gewesen. Die kleinen Schwankungen in 10^{-5} Volt im Gang des einzelnen Elementes können schon durch die Temperatur bzw. durch kleine Lokalreaktionen innerhalb des Elements hervorgerufen sein. Solche Schwankungen werden z. B. auch beim Weston-Normalelement beobachtet. Daß die Elemente nicht alle absolut denselben Wert geben, ist nicht weiter bedenklich, denn auch hier zeigt die Erfahrung am Weston-Normalelement, daß solche Differenzen vorkommen und vielleicht bedingt sind durch die besondere Art der Herstellung und die Kristallgröße der chemischen Substanzen.

Zur Prüfung der zur Erholung nach Kurzschluß erforderlichen Zeit wurden Element Nr. 10 und 11 einer Kurzschlußprobe unterzogen. Beide Elemente wurden 5 Minuten lang über 10 Ω kurzgeschlossen. Dabei sank die Spannung des Elements Nr. 10 auf 102 · 10^{-5} Volt d. h. auf den 40. Teil; der Strom war ungefähr 0,1 Milliamp., die Spannung des Elements Nr. 11 sank auf 2830 · 10^{-5} Volt, also nicht ganz auf die Hälfte, der Strom war annähernd 2,8 Milliamp. Wie schon vorher erwähnt, unterscheiden sich beide Elemente in ihrer Konstruktion. Element 10 hatte die bekannte H-Form und 430 Ω inneren Widerstand. Element 11 hatte besonders große sehr nahe beisammen liegende Pole und einen inneren Widerstand von weniger als 5 Ω. 15 Minuten nach Aufhebung des Kurzschlusses zeigten beide Elemente noch 1 Proz. Abweichung von ihrer normalen Spannung. Nach 2 Stunden hatte Element Nr. 10 nur noch eine Abweichung von nahezu 1 Promille, dagegen Element Nr. 11 eine solche von 3 Promille. Am nächsten Tag nach 20 Stunden waren bei beiden Elementen die alten EMK-Werte wieder erreicht.

Letzten Endes entscheidet über die Brauchbarkeit eines Normalelements nur eine möglichst langzeitliche Beobachtung seiner Spannung. Deshalb wird erst jetzt nach über $1\frac{1}{2}$ Jahren ausgedehnten Beobachtungen über dieses Kleinspannungsnormal berichtet, das, falls es nur auf eine Genauigkeit von 1 Promille ankommt, für viele Zwecke meßtechnische Erleichterungen bringt.

(Eingegangen 4. September 1936.)

Die elektrische Anisotropie von Wolfram-Einkristallen bei tiefen Temperaturen in starken magnetischen Transversalfeldern.

Von E. Justi und H. Scheffers.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

§ 1. Problemstellung.

Vor kurzem haben wir über Messungen der Widerstandszunahme von reinstem Gold im transversalen Magnetfeld ($H \leq 21{,}7$ kGauss) bei tiefen Temperaturen ($T \geq 14°$ abs) berichtet (1), die sich an die entsprechenden Versuche von Kapitza (2) sowie Meißner und Scheffers (3) anschließen; diese unsere Messungen haben erwiesen, daß die Widerstandszunahme des Goldes trotz seiner regulären und somit hochsymmetrischen Struktur wesentlich von dem Winkel abhängt, den jeweils das magnetische Feld mit den Kristallachsen bildet. Damit war die noch von Kapitza sowie Meißner und Scheffers als gültig vorausgesetzte Theorie eines freien isotropen Elektronengases verletzt; auch nach der phänomenologischen Theorie von Kohler (4) tritt im Gebiet der quadratischen Widerstandsänderung theoretisch keine Widerstandsänderung auf, falls man den regulären Kristall im magnetischen Querfeld um eine seiner ausgezeichneten Achsen dreht. Unsere Beobachtungen haben dagegen gezeigt, daß sich der Widerstand eines Goldeinkristalls mit einer den Kristallbau widerspiegelnden Periodizität ändert, wenn man ihn um die Würfelkante bzw. Raumdiagonale dreht.

Die bisher hauptsächlich am Gold durchgeführten Versuche haben wir jetzt an Wolframkristallen fortgeführt; für die Wahl dieses Stoffes war maßgebend:

1. daß er kubisch raumzentriert ist und sich damit der vollkommenen Isotropie im höchstmöglichen Maße nähert; zeigte auch das W diese elektrische Anisotropie, dann sollte die Erscheinung hier von der größtmöglichen Einfachheit sein;
2. ist der Wolframkristall in großer physikalischer und chemischer Reinheit zu erhalten; denn einerseits ist er durch seine Festigkeit besser gegen Verformungen geschützt als die im reinsten Zustand weichen Übergangsmetalle (*Au*, *Ag*, *Cu*), und andererseits kann man ihn nach dem von Koref (5) angegebenen und von van Arkel (6) fortgebildeten Verfahren aus der Gasphase ohne wahrnehmbare chemische Verunreinigungen abscheiden;
3. besitzt Wolfram infolge seiner sehr hohen charakteristischen Temperatur ($\theta = 385°$) bei der gleichen absoluten Temperatur geringere Wärmeschwingungen als z. B. Gold ($\theta = 192°$); dies ist deshalb von Bedeutung, weil die Wärmebewegung ebenso wie Verformungen und Verunreinigungen mögliche Anisotropien verschmieren und dadurch den Eindruck eines isotropen Elektronengases hervorrufen kann (7);
4. besitzt das Wolfram nach vorangegangenen orientierenden Messungen eine größenordnungsmäßig höhere Widerstandszunahme als *Au* unter gleichen Bedingungen; mit dem Fortfall der Schwierigkeiten bei der Messung von Widerständen $< 10^{-6}$ Ohm wächst die Möglichkeit, die Messungen zu verfeinern.

§ 2. Beschreibung der Kristalle und der Versuchsanordnung.

Unsere Kristalle *Wo* 1, *Wo* 2 und *Wo* 3 sind von van Arkel aus dissoziierendem Wolframhexachlorid auf Wolframhaardrähten niedergeschlagen worden. *Wo* 1 ist bereits von Grüneisen und Goens (8) sowie Meißner und Voigt (9) untersucht worden, während die beiden anderen Kristalle bisher noch nicht benutzt waren. *Wo* 4 ist ein von Koref durch Einwirkung von Wasserstoff auf WCl_6 gezogener Einkristall, der im Gegensatz zu den kompakten holländischen Kristallen aus zahlreichen einheitlich ausgerichteten Nädelchen mit einem nur dünnen massiven Kern besteht. *Wo* 5 war von Alterthum nach dem von ihm beschriebenen Verfahren (10) durch Sinterung von gepreßtem W-Pulver unter gleichzeitiger Sammelkristallisation gewonnen; Proben dieser Herkunft zeigen recht verschiedene Reinheitsgrade und häufige Einsprengungen.

Die goniometrische und röntgenographische Untersuchung der Proben, die von Dr. Nitka im Röntgenlaboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ausgeführt wurde, zeigte, daß *Wo* 1 annähernd die Flächendiagonale [110] in der Stabachse enthält, ebenso wie *Wo* 4. Die Stabachse von *Wo* 2 fällt sehr nahe mit der Würfelkante [100] zusammen; bei *Wo* 3 bildet die Stabachse mit der Raumdiagonalen einen Winkel von etwa 25°. Auch bei *Wo* 5 fällt keine der ausgezeichneten Kristallrichtungen in die Stabachse; wegen der geringeren Reinheit und demgemäß kleinen Anisotropie wurde dieser Stab kristallographisch nicht weiter untersucht. Einen [111]-Stab, wie wir ihn für Gold in *Au* 14 (1) zur Verfügung hatten, konnten wir beim Wolfram nicht erhalten. Doch läßt sich dessen Widerstandsdiagramm grundsätzlich aus dem des [100]- und [110]-Stabes ableiten.

Die Versuchsanordnung mußte deshalb etwas abgeändert werden, weil der Übergang von Wasserstoff- zu Heliumtemperaturen einen besonderen Strahlungsschutz mittels flüssiger Luft (bzw. flüssigem N_2) notwendig machte. Abb. 1

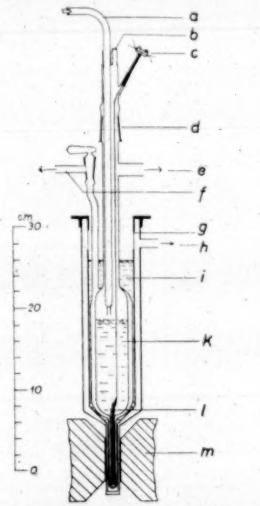


Abb. 1. Versuchsanordnung. a) Vakuummantelheber für flüssiges *He* und H_2; b) Ansatz für Schwimmeranzeiger; c) vakuumdichte Ausführung der Meßdrähte; d) abnehmbarer Schliff zum Einsetzen des Widerstandes *l*; e) Verbindung zum *He*-Gasometer; f) Auspumpstutzen des *He*-Gefäßmantels; g) Neusilberfolie des Metallgefäßes für flüssigen N_2; h) Auspumpstutzen des Metallgefäßmantels für flüssigen N_2; i) flüssiger N_2; k) flüssiges *He*; l) Wolframkristall in rotationssymmetrischer Montierung; m) Pohlschuhe des Magneten.

zeigt, daß jetzt das flüssige H_2 oder flüssiges *He* enthaltende gläserne Vakuummantelgefäß vollständig von einem Metall-Vakuummantelgefäß mit einer Füllung von flüssigem N_2 umgeben war, der die Strahlungsverluste weitgehend herabsetzt. Der Vakuummantel des Glasgefäßes wurde — ebenso wie der des Metallgefäßes — vor den Messungen jedesmal frisch ausgepumpt, weil bekanntlich Hartglas für *He* nicht undurchlässig ist (11), wodurch sich sonst eine fortlaufende Verschlechterung des Vakuums und somit der thermischen Isolation ergibt. Der Erfolg zeigte sich in einer ungewöhnlich geringen Verdampfungsgeschwindigkeit des flüssigen *He* von nur ~6 cm³/h; damit ermöglichte eine einzige Füllung des kleinen Gefäßes (50 cm³) stundenlange Messungen. Das äußere Gefäß besitzt trotz seiner doppelten Wand so geringen Durchmesser, daß der Polschuhabstand nicht wesentlich erhöht zu werden brauchte; die höchste Feldstärke sank bei 15,0 Amp. lediglich von 21,7 auf 18,6 kGauß. Die Feldstärkemessungen wurden wiederum mit einer Probespule in Verbindung mit einem Flußmesser (von Hartmann & Braun in Frankfurt a. M.) ausgeführt. Während der flüssige Wasserstoff direkt im Laboratorium aus der Vorratsflasche übergehebert wurde, wurde das flüssige Helium im Kältelaboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt eingefüllt; der gefüllte Apparat wurde dann zu den Messungen in ein anderes, besonders massiv gebautes und erschütterungsarmes Gebäude gebracht, wo wir das neue Siemens-Supergalvanometer auf einer Müllerschen Aufstellung mit 8 m Lichtweg voll ausnutzen konnten. Bei geöffnetem Galvanometer ergaben sich Schwankungen von nur einigen 0,1 mm, die mehreren 10^{-9} Volt entsprechen würden. Die Rückleitung des verdampften *He* geschieht durch eine etwa 100 m lange zweizöllige Bleileitung direkt in die Gasometer des Kältelaboratoriums.

§ 3. Meßergebnisse; die elektrische Anisotropie.

Die Zahlentafel 1 enthält außer einer Zusammenstellung der Daten unserer Kristalle die im folgenden zu besprechenden Meßergebnisse bei 20,38°, 14,0° und 4,2° abs. Zur Raumersparnis sind hier nur die Meßpunkte der 2. und 3. Quadranten aufgenommen. Die in den 1. und 4. Quadranten eingetragenen Meßpunkte sind teils direkt gemessen, teils aus gegenüberliegenden Azimuten gespiegelt. Die aus dieser Zahlentafel 1 gewonnenen graphischen Darstellungen betreffen nacheinander die Abhängigkeit der Widerstandszunahme von der Kristallorientierung, der Feldstärke und Stromstärke, der Temperatur und der Verunreinigung.

Zunächst zeigen die Abb. 2 und 3 die Polardiagramme des spezifischen Widerstandes für *Wo* 2 (in $10^7 \cdot \varrho$ [$\Omega \cdot$ cm]) bei der Drehung des Magnetfeldes von 18,6 kGauß um die Würfelkante [100] bei Wasserstoff- und Heliumtemperaturen eine vierzählige Symmetrie; die Anzahl der Maxima und Minima ist danach nur halb so groß wie bei dem entsprechenden flächenzentrierten Goldeinkristall *Au* 13. Dieses Ergebnis ist deshalb nicht selbstverständlich, weil nach der Kontinuumstheorie (12) der flächen- und der raumzentrierte Kristall gleiche Symmetrie besitzen sollten. Wie beim *Au* tritt ein Minimum der Widerstandszunahme jeweils dann auf, wenn

Zahlentafel I.

Meßergebnisse ($10^7 \cdot \varrho$ [$\Omega \cdot$ cm]) der verschiedenen W-Kristalle bei Temperaturen von 20,38 bis 4,2° abs und maximaler Feldstärke H bei verschiedenen Winkeln zwischen Kristallachse und $\mathfrak{H}$.

Bezeichnung	$Wo\,1$	$Wo\,2$		$Wo\,3$		$Wo\,4$	$Wo\,5$
Herkunft		van Arkel				Koref	Alterthum
Länge l (cm)	4,9	5,2		3,65		3,5	—
q/l (cm)	$2{,}32 \cdot 10^{-2}$	$2{,}32 \cdot 10^{-2}$		$3{,}31 \cdot 10^{-2}$		$2{,}0 \cdot 10^{-3}$	$7{,}94 \cdot 10^{-2}$
R_{276} (Ω)	$2{,}30 \cdot 10^{-4}$	$2{,}08 \cdot 10^{-4}$		$1{,}46 \cdot 10^{-4}$		$2{,}46 \cdot 10^{-3}$	$0{,}61 \cdot 10^{-4}$
R_{20}/R_{273}	$1{,}2 \cdot 10^{-3}$	—		—		$2{,}84 \cdot 10^{-3}$	$3{,}27 \cdot 10^{-2}$
$10^7\left(\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\varrho^2 d\varphi\right)^{1/2} = \varrho_M \cdot 10^7$	$5{,}77_5$	$9{,}85_7$	$18{,}4_6$ $33{,}1$	$7{,}41_7$	$15{,}1_4$	2,12	2,58
Kristall-Orientierung	[110]	[100]		∢ Stab-[111] = 25°		[110]	—
H (kGauß)	$21{,}7_1$	$21{,}7$	$18{,}6$ $18{,}6$	18,6	18,6	18,6	18,6
φ ∢ T° abs	20°	20°	14° 4,2°	20°	14°	20°	20°
− 90	4,18	$7{,}9_1$	13,5 26,9	5,32	11,0	1,71	
− 95			13,8 28,4	5,79		1,77	
− 100	4,92	$9{,}2_8$	15,2 30,2	6,63	13,4	$1{,}85_5$	
− 105			16,8 32,3	7,52		2,00	
− 110	6,03	$11{,}0_3$	18,0 33,6	8,11	16,2	2,15	
− 115			19,2 34,8	8,51		2,28	
− 120	6,88	$12{,}5_0$	20,4 36,2	8,61	17,0	2,37	2,58
− 125			21,4 37,1	8,33		2,45	
− 130	6,86	$12{,}9_7$	21,6 38,1	8,18	16,6	$2{,}45_5$	± 6 Proz.
− 135			21,2 38,0	8,41		2,37	
− 140	6,02	$12{,}7_2$	21,4 37,9	8,90	18,0	2,28	
− 145			21,6 37,1	9,19	18,4	(2,23)	
− 150	5,31	$12{,}8_2$	20,9 36,0	8,93	18,2	2,20	
− 155			20,1 34,6	8,51		(2,19)	
− 160	5,35	$11{,}5_7$	19,0 33,0	7,91	18,3	$2{,}17_5$	
− 165			17,8 34,3	6,92		2,09	
− 170	4,65	$8{,}2_5$	16,1 28,4	5,88	12,5	2,01	
− 175			14,4 26,9	5,32		1,89	
+ 180	4,27	$8{,}0_5$	13,4 26,7	5,12	10,9	1,83	
+ 175			13,6 27,5	5,30		1,92	
+ 170	5,30	$8{,}9_0$	14,6 28,9	5,84	12,2	2,00	
+ 165			15,9 30,4	6,46		(2,04)	
+ 160	5,75	$10{,}3_0$	16,9 31,6	7,12	14,4	2,08	
+ 155			18,2 33,4	7,77		(2,09)	
+ 150	5,81	$12{,}0_2$	19,6 35,5	8,16	16,4	2,14	
+ 145			20,8 36,6	8,51	18,6	2,22	
+ 140	6,64	$12{,}4_7$	21,0 37,5	8,42	16,9	2,29	
+ 135			21,0 37,6	8,26		2,36	
+ 130	7,41	$12{,}8_2$	21,4 37,4	8,30	16,7	2,37	
+ 125			21,4 36,6	8,24		2,34	
+ 120	6,91	$12{,}7_7$	21,0 35,2	7,83	15,3	2,25	
+ 115			20,0 33,2	7,18		2,14	
+ 110	5,68	$11{,}1_7$	18,6 31,3	6,61	13,2	2,02	
+ 105			17,1 29,9	6,29		1,90	
+ 100	4,52	$9{,}1_1$	15,5 28,0	5,78	11,8	1,80	
+ 95			14,3 27,1	5,42		1,72	
+ 90	4,18	$7{,}9_7$	13,5 26,9	5,32	11,0	1,71	

das Magnetfeld in Richtung einer der Würfelkanten steht, was hier bei 0°, − 90°, 180° und + 90° der Fall ist. Vier weitere Minima sind bei − 45°, − 135°, + 135° und + 45° angedeutet, also dort, wo das Magnetfeld jeweils mit der Flächendiagonale [110] parallel läuft. Besonders fällt der große Betrag der Widerstandszunahme[1]) auf, der denjenigen beim Gold größenordnungsmäßig übertrifft; erreicht er dort den Widerstand von $Wo\,2$ bei 4,2° abs nach Einschalten des Magnetfeldes nahezu wieder den Eispunktswiderstand ($10^7 \cdot \varrho = 49$). Nach den bisherigen Erfahrungen, wie sie de Haas (13) kürzlich zusammengefaßt hat, sollte die Widerstandszunahme der polykristallinen (∼ isotropen)

1) Deshalb ist jedenfalls für $Wo\,1$, $Wo\,2$ und $Wo\,3$ die Widerstandszunahme 1ϱ praktisch gleich dem gesamten Widerstand ϱ für $T \leq 20°$ abs.

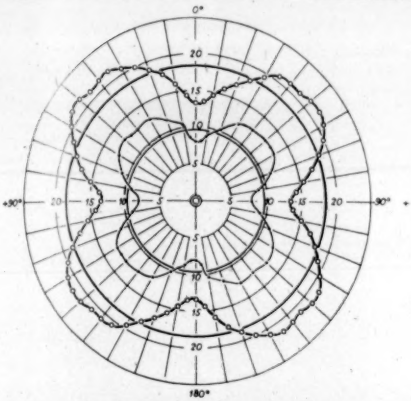


Abb. 2. Ergebnisse für *Wo* 2; $\mathfrak{J} \parallel [100]$. Winkelabhängigkeit des spezifischen Widerstandes $10^2 \cdot \varrho$ (Ohm · cm). Äußere Kurve für 14,0°, innere für 20,38° abs. Die beiden kleinen Kreise innen sind Kurven für 78° und 58° abs. Würfelkanten [100] parallel zu +90°, −90° und 0°, 180°. $H = 18{,}6$ kG.

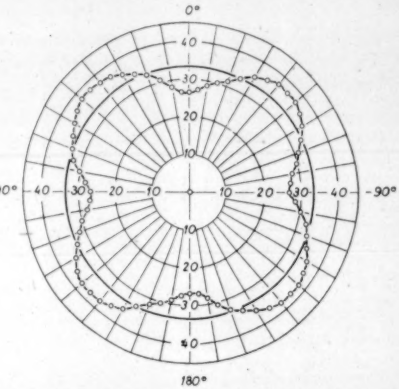


Abb. 3. Widerstandsdiagramm für *Wo* 2 bei 4,2° abs, übereinstimmend mit demjenigen bei 1,8° abs; gegenüber Abb. 2 ist nur die Temperatur geändert.

Abb. 2a. Anschauliche Darstellung der Lage von $\mathfrak{H}$ ($\parallel$ Drehachse) und $\mathfrak{H}$ ($\mathfrak{H} \perp \mathfrak{J}$) im Elementarwürfel bei *Wo* 2. Gezeichnet ist $\mathfrak{H} \parallel (110)$ entsprechend +45° ... +135° in Abb. 2. Die Eckatome sind schwarz angedeutet.

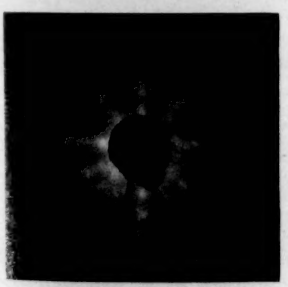


Abb. 2b. Röntgeninterferenzen, durch Rückstrahlung an der [100]-Fläche des *Wo* 2 gewonnen; man beachte die azimutale Übereinstimmung zwischen den intensiveren Interferenzen und zwischen den Widerstandsminimis der Abb. 2 und 3.

Metalle monoton mit sinkender Permeabilität zunehmen; hierbei macht das *W* offenbar eine Ausnahme, da es trotz seines Paramagnetismus ($\chi = +0{,}29 \cdot 10^{-6}$) im Magnetfeld eine um Zehnerpotenzen größere Widerstandszunahme aufweist als das diamagnetische Gold ($\chi = -0{,}13 \cdot 10^{-6}$). Wenn nach unseren Messungen die magnetische Widerstandsänderung des paramagnetischen *W* derjenigen des diamagnetischen *Bi* nahekommt, so wird man zum mindest keinen so engen Zusammenhang zwischen Diamagnetismus und magnetischer Widerstandszunahme mehr annehmen.

Das Polardiagramm der Widerstandszunahme bei der Drehung um die Flächendiagonale [110] weist, wie man es aus Symmetriegründen verlangen muß, eine nur 180gradige Periodizität auf; Abb. 4 zeigt für *Wo* 4 (innere Kurve) und *Wo* 1 (äußere Kurve), daß jedesmal, wenn das Magnetfeld zu einer Würfelkante parallel läuft — in der Zeichnung bei + 90° und − 90° — ein tiefes Widerstandsminimum auftritt, ähnlich wie bei den entsprechenden Azimuten 0°, − 90°, 180° und + 90° des [100]-Kristalls in Abb. 2. Fällt das Magnetfeld dagegen in Richtung der Flächendiagonalen [110], so entsteht ein etwas weniger tiefes Minimum, in der Figur bei 0° und 180°. Außerdem ist eine 6-fache Periodizität vorhanden, die sich im Widerstands- und Rückstrahldiagramm übereinstimmend zeigt; die betreffenden Minima bzw. Interferenzen treten bei − 30°, − 90°, − 150°, + 150°, + 90 und + 30° auf. Wenn die Symmetrie der gemessenen Diagramme nicht vollkommen ist, so liegt dies daran, daß die ausgezeichneten Achsen

nicht ganz genau mit den Stabachsen zusammenfallen; immerhin ist es bemerkenswert, wie sehr der Realkristall einem idealen Kristall nahekommt.

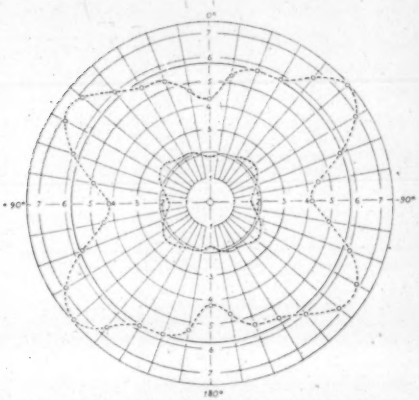


Abb. 4. Winkelabhängigkeit des spezifischen Widerstandes $10^7 \cdot \varrho$ [Ohm · cm] bei *Wo* 1 (äußere Kurve) für $H = 21{,}7$ kG und *Wo* 4 (innere Kurve) bei 18,6 kG; beide Kurven für 20,38° abs. Beidemal Stabachse ∥ Drehachse $\vartheta \parallel [110]$; $+90°$, $-90° \parallel [100]$, 0°, 180° ∥ [110].

Die Symmetrien der Widerstandsdiagramme in ihrem Zusammenhang mit dem Kristallbau werden besonders anschaulich, wenn man die mit den Widerstandskurven zusammen wiedergegebenen Laue-Diagramme vergleicht, wie sie

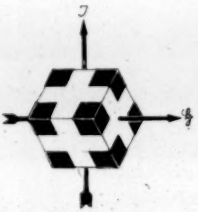


Abb. 4a. Anschauliche Darstellung der Lage von ϑ (∥ Drehachse) und von $\mathfrak{H} \perp \vartheta$ im Elementarwürfel von *Wo* 1 und *Wo* 4; $\vartheta \parallel [110]$; die eingezeichnete Richtung von $\mathfrak{H} \parallel [100]$ entspricht $+90°$, $-90°$ in Abb. 4.

zur Orientierungsbestimmung der Wolframkristalle angefertigt wurden. Die Übereinstimmung der Periodizitäten läßt sich bei beiden Diagrammen bis in Einzelheiten verfolgen.

Außer diesen Kristallen *Wo* 1, *Wo* 2 und *Wo* 4 mit nahezu symmetrischer Lage der Stabachse zu ausgezeichneten Kristallebenen wurden noch zwei weitere Kristalle mit beliebiger schiefer Orientierung der Drehachse im Kristall unter-

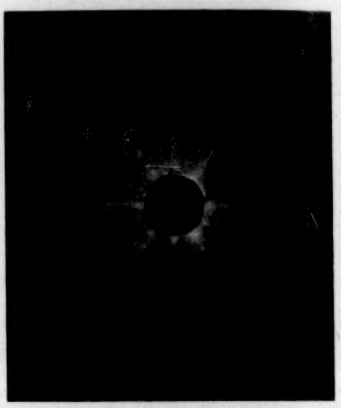


Abb. 4b. Röntgeninterferenzen, durch Rückstrahlung an der [110]-Fläche von *Wo* 4 gewonnen; man beachte die azimutale Übereinstimmung zwischen den intensiveren Interferenzen und zwischen den Widerstandsminimis der Abb. 4.

sucht; davon wird hier das Polardiagramm von *Wo* 3 wiedergegeben (Abb. 5), bei dem zwischen

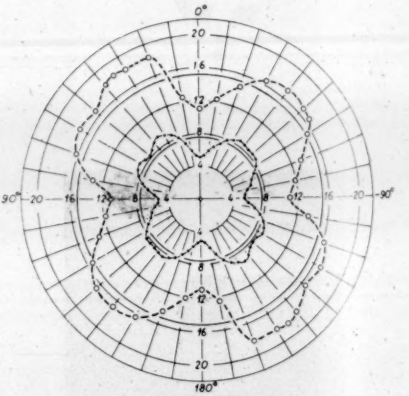


Abb. 5. Winkelabhängigkeit des Widerstandes $10^7 \cdot \varrho$ [Ohm · cm] bei *Wo* 3 für 14,0° (äußere Kurve) und 20,38° (innere Kurve); beidemal $H = 18{,}6$ kG. Ebenso wie in Abb. 2 und 3 sind die mit den Kurven flächengleichen, durch Planimetrierung ermittelten Kreise gemäß Tabelle 1 eingezeichnet. Bei *Wo* 3 bildet die Drehachse $\parallel \vartheta$ mit [111] einen Winkel von ~ 25°.

der Raumdiagonalen [111] und der Stäbchenachse ein Winkel von etwa 25° besteht. Eine anschauliche Deutung dieser Kurve an Hand des Kristallmodells ist zwar nicht möglich, wohl aber dürfte ein solcher Fall zur Prüfung von Transformationsgleichungen verwendbar sein, die die Ausrechnung eines Polardiagramms für eine beliebige Orientierung aus den bekannten Kurven für zwei andere Orientierungen leisten sollen; so würde die Ableitung der Kurve von *Wo* 3 aus denen von *Wo* 1 und *Wo* 2 wohl zeigen, daß es sich dabei um eine rein geometrische, nicht physikalische Aufgabe handelt. *Wo* 5 hat von allen angeführten Kristallen den höchsten Restwiderstand; auf die genaue Ausmessung der Winkelabhängigkeit des Widerstandes wurde deshalb verzichtet, weil hier Maxima und Minima um nicht mehr als 6 Proz. vom Mittelwert abweichen. Die in Zahlentafel I verzeichneten Zahlenangaben über die beiden schief orientierten Kristalle werden erst im Zusammenhang mit der Frage der Widerstandszunahme als Funktion der Verunreinigung besprochen.

Zusammenfassend kann man also feststellen, daß das Wolfram eine ausgesprochene elektrische Anisotropie im Magnetfeld zeigt, daß jeweils ein Minimum der Widerstandszunahme auftritt, wenn das Magnetfeld senkrecht auf einer kristallographisch ausgezeichneten Ebene steht, und daß diese Minima um so ausgeprägter sind, je niedriger indiziert die betreffende Ebene ist.

§ 4. Einfluß von Feldstärke, Temperatur und Restwiderstand auf Widerstandszunahme und Anisotropie.

Diese Ergebnisse stehen mit der bisherigen Elektronentheorie ebensowenig in Übereinstimmung wie diejenigen über die Feldstärkenabhängigkeit der Widerstandszunahme, die wir auf Grund der Zahlentafel II und der daraus abgeleiteten Abb. 6 betrachten; diese Figur zeigt für 20,38° (*Wo* 1), 14,0° (*Wo* 2) und 4,2° (*Wo* 2) den Gesamtwiderstand je Kubikzentimeterwürfel zwischen Feldstärken von 5–20 kGauß jeweils für ein Azimut maximalen und eines minimalen Widerstandes. Von der theoretisch erwarteten Konstanz der Widerstandszunahme $\Delta\varrho$ oberhalb einer gewissen niedrigen Feldstärke (etwa 1000 Gauß bei 4,2°) ist kein Anzeichen zu entdecken; im Gegenteil steigen die Kurven selbst bei den höchsten $\Delta\varrho$ noch beschleunigt an, wie eine empirische Interpolationsformel $\Delta\varrho = a \cdot H^{1,95}$ lehrt. Der Augenschein zeigt, daß die gemessenen Kurven untereinander ähnlich sind, und daß also auch bezüglich der Feldstärkenabhängigkeit das Wolfram einfachere Gesetzmäßigkeiten aufweist als etwa das Gold, das je nach dem Azimut konkave oder konvexe Kurven liefert (1). Eine Durchrechnung der Zahlentafel II lehrt, daß diese Ähnlichkeit so weit geht, daß für $T = \text{const}$ jede dieser Kurven aus der anderen durch Multiplikation mit einem konstanten Faktor hervorgeht; nicht einmal bei den tiefsten verwendeten Feldstärken laufen die Kurven für $T = \text{const}$ ineinander zusammen.

Zahlentafel II.

Feldstärkenabhängigkeit des Widerstandes (in $10^7 \cdot \varrho$ [Ω cm]).

	Wo 1 20° abs		*Wo* 2 14° abs		*Wo* 2 4,2° abs	
kGauß	Im Maximum	Im Minimum	Im Maximum	Im Minimum	Im Maximum	Im Minimum
19,30	—	—	—	—	40,0	—
19,15	—	—	22,4	14,0	—	—
18,8	—	—	—	—	—	26,8
18,7	7,85	4,50	21,4	13,5	37,8	—
18,4	—	—	—	—	36,5	25,4
18,0	—	—	—	—	34,9	24,4
17,6	6,91	3,99	19,0	11,7	33,2	23,2
17,0	—	—	—	—	31,3	21,8
16,4	6,16	3,52	16,8	10,4	29,2	20,4
15,6	—	—	15,3	9,55	26,5	18,6
14,7	5,00	—	13,6	8,40	23,4	16,3
13,5	—	—	11,6	7,26	19,8	14,0
12,15	3,51	—	9,43	5,86	16,8	11,1
10,4	2,71	—	7,14	4,33	12,1	8,50
9,42	—	—	—	—	10,1	6,98
8,42	1,84	—	4,84	2,93	8,02	5,61
7,37	—	—	—	—	6,33	4,43
6,3	1,09	—	2,68	1,65	4,65	3,23
5,3	—	—	—	—	3,32	2,35
5,0	—	—	—	—	—	1,99
4,95	0,75	—	1,65	1,02	2,85	—
$\varrho_{max}/\varrho_{min}$	1,7		1,6		1,4	

Versteht man unter dem Maß der Anisotropie das Verhältnis $\varrho_{max}/\varrho_{min}$ für $T = \text{const}$, so kann man diesen Sachverhalt so ausdrücken, daß das Ausmaß der Anisotropie im Temperaturbereich des kondensierten H_2 und He unabhängig von der Feldstärke ist. Erst im Temperaturgebiet des siedenden N_2, bei 78° und 58° abs entarten die Polardiagramme innerhalb der Meßgenauigkeit zu Kreisen, wie sie in der Mitte der Abb. 2 angedeutet sind; die Meßergebnisse bei 58° lassen bereits eine geringe Anisotropie erkennen, die Kapitza bei seinen extrem hohen Feldern bereits hätte feststellen können, trotz Verzicht auf tiefere Temperaturen. In Abb. 6 unterscheiden sich die Minimal- und Maximalkurven bei 20,38° um den Faktor 1,7, bei 14° um 1,6 und bei 4,2° um 1,4; die Anisotropie ist also auch fast temperaturunabhängig. In diesem Zusammenhang

nahmen wir auch einige Meßpunkte für 1,8° abs auf, wobei innerhalb der Fehlergrenzen die Zahlen für 4,2° reproduziert wurden; daher würden für $T < 4{,}2°$ keine vollständigen Kurven durchmessen, die doch keinen anderen Verlauf geboten hätten als in Abb. 3 und 6. In Abb. 7

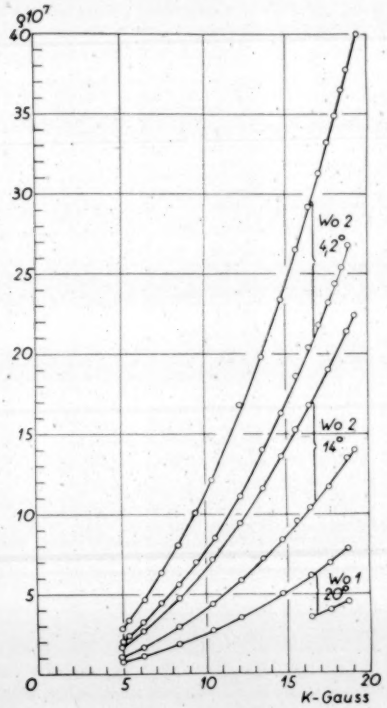


Abb. 6. Abhängigkeit des Widerstandes $10^7 \cdot \varrho$ (Ohm · cm) von der Feldstärke bei 4,2° (*Wo 2*), 14,0° (*Wo 2*) und 20,38° (*Wo 1*) in Azimuten maximaler und minimaler magnetischer Widerstandszunahme.

sind die durch graphische Integration über alle Azimute berechneten mittleren Widerstandszunahmen des *Wo 2* im Bereich von 78° bis 1,8° gegen die absolute Temperatur aufgetragen. Man ersieht daraus, daß die magnetische Widerstandszunahme unterhalb von etwa 5° praktisch temperaturunabhängig wird; dieses merkwürdige Ergebnis haben Meißner und Scheffers erstmalig beim Gold festgestellt. Im Anschluß an unsere Beobachtungen über die magnetische Widerstandsänderung des Goldkristalls *Au 5* haben wir auch für Wolfram die Frage geprüft, ob dessen Widerstand außer vom transversalen Magnetfeld auch von der Stärke und Richtung des Belastungsstromes abhängt. Die entsprechenden Messungen an *Wo 3* bei 20,38° und bei 14,0° haben innerhalb der Meßgenauigkeit keine Abhängigkeit des Widerstandes von der Stromstärke ergeben. Insofern wird also das Ohmsche Gesetz streng befolgt.

Die bisherige Besprechung der Widerstandszunahme in Abhängigkeit von Kristallorientierung und Feldstärke hat ergeben, daß die Form der erhaltenen Kurven im Temperaturbereich des kondensierten H_2 und *He* von einer Temperaturänderung weitgehend unabhängig ist; in dieser Hinsicht unterscheidet sich das raumzentrierte Wolfram grundsätzlich vom flächenzentrierten Gold, bei dem nach unseren neuen, noch nicht veröffentlichten Messungen eine Vervielfachung der Maxima und Minima bei gleichzeitiger Zunahme der Anisotropie auftritt,

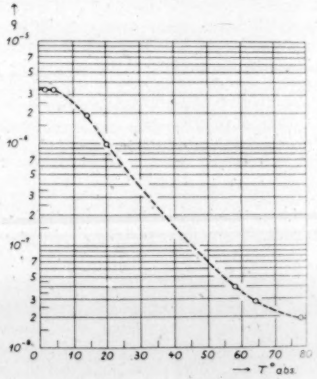


Abb. 7. Temperaturabhängigkeit der über alle Azimute gemittelten Widerstandszunahme $10^7 \cdot \varrho_M$ (Ohm · cm) von der absoluten Temperatur bei *Wo 2*; $H = 18{,}6$ kG.

falls man von Wasserstoff- zu Heliumtemperaturen übergeht. In der Abb. 7 haben wir die Temperaturabhängigkeit der magnetischen Widerstandszunahme des *W* dargestellt und den Einfluß von Feldstärke und Kristallrichtung dadurch auszuschalten versucht, daß wir Zahlenwerte für konstante Feldstärke ($H = H_{max}$) einsetzten und durch graphische Integration die Winkelabhängigkeit eliminierten; die entsprechenden Werte ϱ_M sind in den Kurven Abb. 2–5

durch mit den Widerstandskurven flächengleiche Kreise eingezeichnet und in Zahlentafel II zahlenmäßig angegeben.

Ein einfaches Temperaturgesetz für den Widerstand im magnetischen Querfeld besteht danach nicht; wohl aber kann man aus der Abb. 7 entnehmen, daß anders als in dem von Kapitza bearbeiteten Stickstoffgebiet die Erzielung weiterer Widerstandserhöhungen nicht durch weitere Temperatursenkung, sondern nur noch durch Felderhöhung erfolgen kann; die vorliegenden Messungen konnten noch nicht zu beträchtlich höheren Feldstärken ausgedehnt werden, da der Aufbau eines entsprechenden Magneten längere Zeit beansprucht.

Schließlich sei noch die Frage des Einflusses von Verunreinigungen auf die magnetische Widerstandserhöhung erörtert, wozu wiederum Zahlentafel I die nötigen Unterlagen liefert; allerdings muß man dazu die Annahme machen, daß die Kristallorientierung auf den Mittelwert

$$(T = 20{,}38^\circ)\ 10^7 \cdot \varrho_M = 10^7 \left(\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \varrho^2 d\varphi \right)^{1/2}$$

keinen großen Einfluß ausübt. Trägt man dann $\Delta\varrho_M = \varrho_M - \varrho_{20}$ gegen den Restwiderstand auf, der hier wegen des großen θ-Wertes beim W praktisch mit ϱ_{20} übereinstimmt, so erhält man eine glatte Kurve (Abb. 8). Für $Wo\ 2$ ist der Betrag von ϱ_{20}

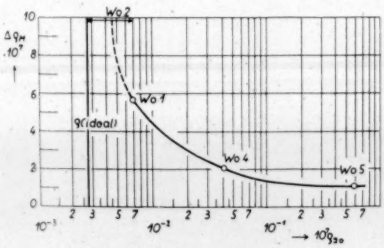


Abb. 8. Abhängigkeit der über alle Azimute gemittelten Widerstandszunahme $10^7 \cdot \Delta\varrho_M$ vom Widerstand $10^7 \cdot \varrho_{20}$ (≈Restwiderstand) bei 20,38° abs für alle untersuchten Wolframkristalle.

etwas unsicher, weil in diesem sehr reinen Kristall der Spannungsabfall gegen die recht großen und zeitlich inkonstanten Thermokräfte klein ist, so daß auch mehrfache Kommutation keinen sicheren Mittelwert ergab. Entsprechend haben wir die Lage von $Wo\ 2$ auf der Abszisse nicht genau festgelegt, sondern nur zwischen ϱ_{20} des ideal reinen Kristalls und ϱ_{20} des $Wo\ 1$ angedeutet. Jedenfalls kann man aber aus der Kurve ersehen, daß die magnetische Widerstandszunahme mit sinkendem Restwiderstand schnell zunimmt, so daß eine Extrapolation unserer Beobachtungen auf vollkommen reines W unmöglich ist. In diesem Sinne sind auch die von uns in Zahlentafel I angegebenen Absolutzahlen nicht als Naturkonstanten aufzufassen, auch wenn die erzielte Meßgenauigkeit diejenige beim Gold um Größenordnungen übertrifft; diese Genauigkeit kommt lediglich der Sicherheit der gefundenen Gesetzmäßigkeiten zugute.

§ 5. Zur Deutung der Versuche.

Über die Bedeutung unserer Messungen für die Theorie der metallischen Elektrizitätsleitung möchten wir uns im einzelnen nicht äußern; jedoch steht so viel fest, daß das Kristallgitter bei der Elektrizitätsleitung eine ausschlaggebende Rolle spielt, wie es zuerst J. Stark 1912 in seiner Valenzhypothese (7) auseinandergesetzt hat. Auf Grund der Starkschen Vorstellungen versteht man eine elektrische Anisotropie bei tiefen Temperaturen, die bei steigender Temperatur durch die Wärmeschwingungen zunehmend verschmiert wird; überdies ist die primitive Annahme von Äquipotentialebenen, in denen die Elektronen leicht verschiebbar sind, für die Ermittlung der Anzahl und Lage der Minima bei Au und W von heuristischem Wert.

Zusammenfassung.

Kristalle aus reinstem Wolfram verlieren bei der Abkühlung auf Heliumtemperaturen ihren elektrischen Widerstand bis auf etwa $^1/_{1000}$ desjenigen am Eisschmelzpunkt; beim Anlegen eines transversalen Magnetfeldes von etwa 20000 Gauß wächst der Widerstand wieder auf den Eispunktswert an. Der elektrische Widerstand ist aber schon unterhalb der Temperatur des erstarrenden Stickstoffes im Magnetfeld nicht mehr isotrop, wie es die Vorstellung von einem isotropen Elektronengas nahelegt, sondern sein Wert hängt beträchtlich von dem jeweiligen Winkel ab, den das transversale Magnetfeld mit den Kristallachsen bildet. Immer dann, wenn das Magnetfeld senkrecht auf einer ausgezeichneten Kristallebene steht, tritt ein Minimum der Widerstandszunahme auf, und zwar ein um so tieferes, je niedriger die Ebene indiziert ist; am tiefsten also für die [100]-Richtung. Das raumzentrierte Wolfram zeigt hierbei nur halb so viele Maxima und Minima, wie nach unserer früheren Untersuchung das flächenzentrierte Gold; damit

erreicht es seinem höchstsymmetrischen Kristallbau entsprechend die überhaupt mögliche einfachste elektrische Anisotropie. Im Bereich des kondensierten H_2 und *He* steigt der Widerstand nahezu mit dem Quadrat der Feldstärke an, ohne eine Andeutung der theoretisch vorhergesagten Sättigung. Diese Kurve des Anstieges wird durch Drehungen des Kristalls nur um einen konstanten Faktor verändert, und auch eine Temperaturänderung verändert weder die Art der Winkelabhängigkeit noch der Feldstärkenabhängigkeit; d. h. die Anisotropie $\varrho_{max}/\varrho_{min}$ ist feldstärkenunabhängig. Die magnetische Widerstandszunahme steigt im Bereich des siedenden Stickstoffes mit sinkender Temperatur erst langsam, dann schneller an, um im Temperaturbereich des flüssigen Heliums temperaturunabhängig zu werden. Die gemessenen Widerstandszunahmen hängen außerordentlich von der Reinheit des Wolframs ab und wachsen mit verschwindendem Restwiderstand so rasch an, daß man keinen als Naturkonstante ansprechbaren Grenzwert angeben kann. Diese Versuche lassen sich, ebenso wie unsere früheren an Goldeinkristallen, auf Grund der Starkschen Vorstellung von 1912 verstehen, wonach die Metallelektronen nicht nach Art eines Gases frei sind, sondern sich in kristallographischen Vorzugsebenen bewegen.

Zum Schluß möchten wir allen denjenigen danken, die uns durch ihre Hilfsbereitschaft die Durchführung dieser Untersuchung ermöglicht haben, besonders Herrn Geheimrat Grüneisen, Herrn Dr. Koref und Herrn Dr. Alterthum, die uns ihre teilweise einzigartigen Wolframkristalle geliehen haben. Ferner danken wir Herrn Dr. Nitka für seine röntgenographischen Orientierungsbestimmungen und Herrn Reg.-Rat Dr. Steiner sowie Herrn Technischem Oberinspektor Giloi für ihr Entgegenkommen bei der Herstellung der kondensierten Gase. Bei den umfangreichen Messungen und ihrer Auswertung wurden wir von Dr. W. Graf Schack von Wittenau sowie unseren Technikern Herrn P. Helmbrecht und F. Langer ausdauernd unterstützt. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft hat diese Untersuchungen durch die Gewährung eines Forschungsstipendiums (an Dr. Graf Schack) und Bereitstellung von Mitteln für technische Arbeiten gefördert.

Literaturverzeichnis.

1) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **37**, 383 und 475, 1936.
2) P. Kapitza, Proc. Roy. Soc. London (A) **123**, 292, 1929.
3) W. Meißner und H. Scheffers, Physik. Zeitschrift **30**, 827, 1929.
4) M. Kohler, Ann. d. Phys. **20**, 891, 1934.
5) F. Koref, Zeitschr. f. Elektrochemie **28**, 511, 1922.
6) A. E. van Arkel, Physica **3**, 76, 1923.
7) J. Stark, Jahrb. f. Radioakt. **9**, 188, 1912.
8) E. Grüneisen und E. Goens, Zeitschr. f. Phys. **44**, 615, 1927.
9) W. Meißner und B. Voigt, Ann. d. Phys. **7**, 761, 1930.
10) H. Alterthum, Physik. Zeitschr. **32**, 305, 1931.
11) Lord Rayleigh, Proc. Roy. Soc. London (A) **156**, 350, 1936.
12) W. Voigt, Kristallphysik, Leipzig 1910.
13) W. J. de Haas und J. W. Blom, VIIe Internationaal Koude Congres, Juni 1936, Auszüge der Referate, S. 68.

Berlin-Charlottenburg, 25. September 1936.

(Eingegangen 29. September 1936.)

Photometrische Untersuchungen der Lichtbeugung an Ultraschallwellen in Flüssigkeiten und Gasen.

Von Wilhelm Korff.

Mit Tafel VII.

1. Einleitung.

Trifft ein Lichtstrahl streifend auf die Fronten hochfrequenter Schallwellen, so wird er durch die vom Schall erzeugten optischen Inhomogenitäten gebeugt. Der Schallwellenzug wirkt auf den Lichtstrahl ähnlich wie ein Beugungsgitter, so daß Beugungsspektren bis zu hohen Ordnungen beobachtet werden können. Als Gitterkonstante ist dabei die Wellenlänge des Schalles einzusetzen. Da die Lichtgeschwindigkeit groß gegen die Schallgeschwindigkeit ist, wirken laufende Wellen auf den Lichtstrahl praktisch genau so wie stehende. Die Lichtbeugung an Ultraschallwellen wurde auf Veranlassung der Brillouinschen[1]) Theorie der Lichtzerstreuung in einem festen Körper fast gleichzeitig und unabhängig voneinander von Debye und Sears[2]) sowie Lucas und Biquard[3]) in Flüssigkeiten beobachtet. Die Theorie

1) L. Brillouin, Ann. de Phys. **17**, 88, 1922.
2) P. Debye und F. W. Sears, Proc. Nat. Acad. Amer. **18**, 409, 1932.
3) R. Lucas und P. Biquard, Journ. Phys. et Radium **3**, 464, 1932.

von Brillouin vermag allerdings nur das Beugungsbild erster Ordnung zu erklären. Schaefer und Bergmann[1]) haben gezeigt, daß das Licht außer in Flüssigkeiten auch in durchsichtigen festen Körpern an hochfrequenten Schallwellen gebeugt wird. Eine Durchführung der Beobachtung in Gasen, für die prinzipielle Schwierigkeiten nicht zu erwarten waren, wird im Laufe dieser Arbeit beschrieben.

Eine zweite Berechnung des Streufeldes wurde von Debye[2]) durchgeführt. Bei Rechnung in erster Näherung erhält er die Spektren erster Ordnung, während sich aus der zweiten Näherung die Spektren zweiter Ordnung usw. ergeben sollen. Die Rechnung führt zu einer Formel für das Intensitätsverhältnis des Beugungsspektrums erster Ordnung zum Beugungsspektrum nullter Ordnung.

Etwas später als Debye veröffentlichte Brillouin eine Verbesserung seiner Theorie[3]). Er läßt die vereinfachende Annahme fallen, daß die in höhere Ordnungen gestreute Lichtintensität klein ist gegen die in der nullten Ordnung verbleibende und vermag nun auch das Auftreten der Spektren höherer Ordnung zu erklären. Brillouin gibt in der neuen Arbeit einen Weg zu einer Berechnung der Intensitätsverteilung über die einzelnen Ordnungen an. Die Durchführung dieser Rechnung stößt bei Flüssigkeitsuntersuchungen auf große rechnerische Schwierigkeiten, so daß es bis jetzt noch nicht gelungen ist, die Theorie von Brillouin zum Vergleich mit den Experimenten heranzuziehen. Erst bei Beugung in Gasen sind die Schwierigkeiten infolge nur sehr kleiner Änderungen des Brechungsexponenten geringer. Veranlaßt durch Ergebnisse der vorliegenden Arbeit brachte David[4]) für diesen Fall das Ergebnis der Theorie in eine Form, die den Vergleich mit dem Experiment möglich machte.

Nur wenige der zahlreichen Untersuchungen über Lichtbeugung an Ultraschallwellen haben sich mit der quantitativen Messung des abgebeugten Lichtes beschäftigt. Es war daher das Ziel der vorliegenden Arbeit, die Intensität des in die ersten Ordnungen abgebeugten Lichtes zu bestimmen und die erhaltenen Werte mit der Theorie zu vergleichen.

1) Cl. Schaefer und L. Bergmann, Berl. Ber. Nr. 13/14, 192, 1934.

2) P. Debye, Physik. Zeitschr. **33**, 849, 1932.

3) L. Brillouin, La Diffraction de la Lumière par des Ultrasons (Actualités scientifiques et industrielles No. 59), Herrmann & Cie., Paris 1933.

4) Die Veröffentlichung der Arbeit von E. David wird demnächst erfolgen.

2. Die Versuchsanordnung.

Da die Messung der Intensität der ersten Ordnungen auf photographisch-photometrischem Wege durchgeführt werden sollte, wurde zur Erzeugung der Beugungsfiguren nach Debye und Sears die folgende Versuchsanordnung aufgebaut (Fig. 1).

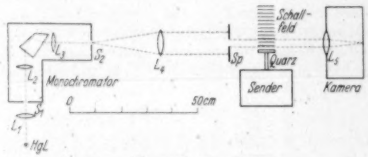


Fig. 1. Versuchsanordnung.

a) Die Optik.

Als Lichtquelle diente eine senkrecht brennende Quecksilberlampe (Uviollampe) *HgL*, die mit einer Spannung von 60 Volt bei einer Stromstärke von 3 Amp. betrieben wurde. Mit Hilfe eines Monochromators[1]) konnte aus dem Licht der Lampe eine bestimmte Wellenlänge ausgesondert werden. Das aus dem Austrittsspalt kommende Licht wurde durch die Linse L_4 parallel gemacht und dann durch eine Spaltblende *Sp* eingeengt. Die Breite der Blende betrug bei den Untersuchungen in Flüssigkeiten 7 mm, bei denen in Luft 3 mm. Der ausgeblendete Lichtstrahl durchdrang nun das System der fortlaufenden Schallwellen in dem zu untersuchenden Medium und fiel auf das Objektiv L_5 einer photographischen Kamera. In der Brennebene des Objektivs wurde der als Lichtquelle dienende Austrittsspalt des Monochromators abgebildet und mit einer photographischen Platte aufgenommen. Als Objektiv wurde in der Kamera ein Görtz-Anastigmat mit 123 mm Brennweite (für $\lambda = 5461$ ÅE) und der relativen Öffnung 1 : 6,8 benutzt. Bei einigen Untersuchungen in Flüssigkeiten wurde das Görtzobjektiv durch eine gewöhnliche Linse von 282 mm Brennweite (für $\lambda = 5461$ ÅE) ersetzt. Durch eine in die Kamera eingebaute Vorrichtung gelang es, auf einer Platte bis zu 32 Aufnahmen zu machen.

b) Der Sender.

Als Schallquelle diente ein durch angelegte Wechselspannung zum Schwingen gebrachter Piezoquarz, der sich als Dielektrikum eines Kondensators im Gitterkreis eines Kurzwellensenders befand. Die benutzte Schaltung war in

1) C. Leiß, Zeitschr. f. Instrkde **29**, 68, 1909.

wesentlichen die von Huth-Kühn. Sie wurde etwas geändert, da für die Beobachtung der Lichtbeugung an Ultraschallwellen in Luft eine Vergrößerung der Sendeenergie nötig war (Fig. 2). Die Kapazität zwischen Gitter und Anode, über die ja die Rückkopplung erfolgte, wurde durch den Einbau eines Drehkondensators erhöht. Bei geeigneter Wahl der Elektronenröhre gelang es dann, dem Quarz so viel Energie zuzuführen, daß seine Belastbarkeitsgrenze erreicht war. Ein Drehkondensator parallel dem Quarz ermöglichte einen verhältnismäßig konstanten Betrieb des Senders.

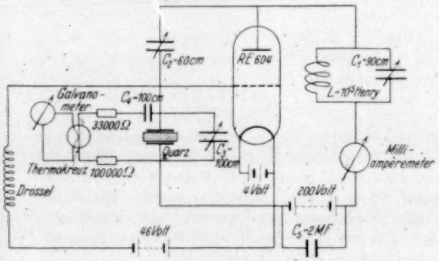


Fig. 2. Schaltung des Senders.

Für die Untersuchungen in Luft wurde ein Quarz benutzt, der für eine elektrische Wellenlänge von 70 m ($\nu = 4{,}28 \cdot 10^6$ Hertz, Dicke des Quarzes = 0,670 mm) geschliffen war; seine Fläche betrug etwa $36 \cdot 44$ mm² [1]). Die Form des Quarzes war so gewählt, daß von der ganzen Fläche ebene Wellen ausgesandt werden sollten.

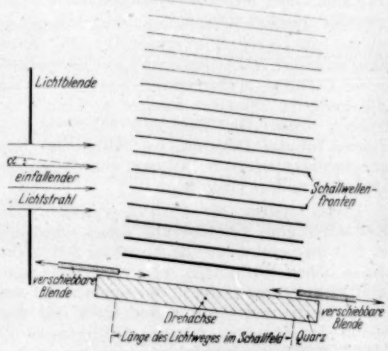


Fig. 3. Schallfeld im Grundriß.

In dieser Schaltung wurde bei den Untersuchungen in Luft als Elektronenröhre eine Telefunkenröhre RE 604 verwendet, die mit 200 Volt Anodenspannung und −46 Volt Gittervorspannung betrieben wurde. Die Untersuchungen in Flüssigkeiten wurden mit einer Telefunkenröhre RE 304 durchgeführt, die mit 200 Volt Anodenspannung und −32 Volt Gittervorspannung benutzt wurde. Der Drehkondensator zwischen Gitter und Anode wurde bei Verwendung dieser Röhre fortgelassen.

Der für die Untersuchungen in Flüssigkeiten benutzte Piezoquarz (von B. Halle Nachf., Berlin-Steglitz, für eine elektrische Wellenlänge von 40 m geschliffen) war eine 0,389 mm dicke kreisförmige Scheibe von 20 mm Durchmesser. Seine Wellenlänge entsprach einer Frequenz $\nu = 7{,}5 \cdot 10^6$ Hertz. Die Kondensatorbelegungen wurden durch Kathodenzerstäubung [1]) von Platin fest auf dem Quarz angebracht. Die Zuführung der Wechselspannung und gleichzeitig die Halterung des Quarzes erfolgte durch Neusilberbleche, die von beiden Seiten federnd gegen den Quarz lagen. Die Halterung war so justiert, daß der Quarz senkrecht in die zu untersuchende Flüssigkeit eintauchte.

1) Die Kathodenzerstäubungsapparatur wurde entgegenkommenderweise von Herrn Dr. Pollähn zur Verfügung gestellt.

Die Kondensatorbelegungen bestanden aus Gold; die Halterung und die Zuführung der Wechselspannung erfolgte auch hier durch federnde Neusilberbleche. Durch den Einbau einer verstellbaren Blende konnte die Breite des vom Quarz emittierten Schallstrahles, also die Länge des Lichtweges im Schallfeld, von 0–36 mm geändert werden. Fig. 3 zeigt die Anordnung dieser Blende im Schallfeld.

Die Konstanz des Senders wurde mit Hilfe eines Vakuumthermokreuzes geprüft. Das Thermokreuz wurde unter Vorschaltung zweier hoher Widerstände parallel dem Quarz gelegt. Der Ausschlag eines mit ihm gekoppelten Galvanometers wurde verglichen mit der Erwärmung der Flüssigkeit im Schallstrahl, die durch ein Thermoelement gemessen wurde. Eine Lötstelle des die Erwärmung messenden Kupfer-Konstantan-Thermoelements befand sich im Ultraschallstrahl, während die andere Lötstelle in einen zweiten Trog mit konstanter Temperatur eintauchte. Es wurde nun bei voller und bei geschwächter Energie des Senders beobachtet. Die Schwächung der Sendeenergie erfolgte durch Verringerung des Heizstromes der Senderöhre. Es ergab sich, daß das Verhältnis der bei voller und geschwächter Energie gemessenen

1) C. Zeiss, Jena, Katalog Oszillo 3 II.

Ausschläge des mit dem Thermokreuz gekoppelten Galvanometers dem Verhältnis der Erwärmungen proportional war. Mit dem Thermokreuz können also relative Messungen der vom Quarz ausgestrahlten Energie durchgeführt werden. Die gemessenen Erwärmungen betrugen innerhalb 25 Minuten 0,3–1,0° C.

Der Aufbau des Senders gestattete mit Hilfe einer Schraube, den Abstand zwischen Lichtstrahl und Quarz auf 0,1 mm genau einzustellen. Eine andere Schraubvorrichtung ermöglichte eine Drehung des Quarzes um eine Achse, die, in der Quarzebene liegend, senkrecht auf dem einfallenden Lichtstrahl stand (siehe Fig. 3). Der Winkel zwischen Schallwellenfront und einfallendem Lichtstrahl konnte so um sehr kleine Beträge geändert werden. Eine Umdrehung der Schraube bedeutete eine Änderung des Winkels um 0,154°. Die Ablesung konnte auf ± 0,01 Schraubenumdrehungen erfolgen.

c) Der Trog.

Für die Untersuchungen in Flüssigkeiten war es nötig, den Quarz in einen mit Wasser gefüllten Hilfstrog zu tauchen. Dieser stand in einer größeren Küvette, in der sich die zu untersuchende Flüssigkeit befand. Die vom eingetauchten Quarzstück kugelförmig ausgehenden

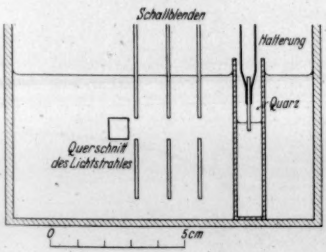


Fig. 4. Vertikalschnitt durch den Trog.

Schallwellen durchdrangen die Wand des Hilfstroges und wurden dann durch eine Reihe von Blenden gerichtet. Fig. 4 zeigt einen zum Lichtstrahl senkrechten Schnitt durch den Trog.

3. Die photographisch-photometrische Meßmethode.

Intensitätsmessungen des an hochfrequenten Schallwellen in Flüssigkeiten abgebeugten Lichtes sind schon von Biquard[1]) und Becker[2]) durchgeführt worden. Beide messen mit Hilfe einer Photozelle die Summe der Lichtintensitäten, die auf die rechte und linke Ordnung fallen. Diese Methode war für die vorliegende Untersuchung nicht anwendbar, da es darauf ankam, die Intensitäten der rechten und der linken Ordnung einzeln zu messen und da ferner Intensitätsverhältnisse von 1 : 10000 gemessen werden mußten. Die Intensitätsmessungen erfolgten daher auf photographisch-photometrischem Wege.

Bei solchen Messungen darf aus den Schwärzungsunterschieden auf der photographischen Platte nicht unmittelbar auf die Intensitätsunterschiede geschlossen werden. Die Platte muß daher zum Vergleich mit bekannten Intensitätsmarken geeicht werden. In der vorliegenden Arbeit erfolgte die Eichung dadurch, daß in den Lichtstrahl ein oder mehrere Rauchgläser von bekannter Durchlässigkeit eingeschaltet wurden und dann unmittelbar vor oder nach einer Serie von Aufnahmen auf dieselbe Platte und mit derselben Belichtungszeit Intensitätsmarken gedruckt wurden. Die Messung der Durchlässigkeit der Rauchgläser bei verschiedener Wellenlänge erfolgte mit einer Apparatur von Goos[1]), die unter Benutzung eines Thermoelements mit Spiegelgalvanometer die Durchlässigkeit auf 1 Proz. genau zu messen gestattete.

Die Belichtungszeit der Aufnahmen schwankte je nach Wellenlänge des einfallenden Lichtstrahles und Photoobjektiv von 1–7 Minuten. Die photographischen Platten (Hauff-Ulcroma und Hauff-Ulcroma-lichthoffrei) wurden mit Rodinal von normaler Verdünnung 1 : 20 fünf Minuten lang bei 18° C entwickelt, dann wie üblich fixiert und gewässert. Die Fig. 5a–e (s. Tafel VII) zeigen in 12facher linearer Vergrößerung eine Reihe von Aufnahmen, die mit einer Wellenlänge von $\lambda = 5461$ ÅE bei 2 Minuten Belichtungszeit gemacht wurden. Die Lichtbeugung erfolgte in diesem Fall an Schallwellen in Luft. Es sei an dieser Stelle vorweggenommen, daß die aus den Aufnahmen ersichtlichen Intensitätsänderungen der linken und auch der rechten Ordnung auf Änderungen des Winkels zwischen einfallendem Lichtstrahl und Schallwellenfront zurückzuführen sind.

Die Photometrierung der Aufnahmen erfolgte mit Hilfe eines selbstregistrierenden Mikrophotometers, wie es in dem Modell von Koch-Goos[1]) zur Verfügung stand. Fig. 6 zeigt die

1) P. Biquard, C. R. **196**, 257, 1933; **197**, 309, 1933.
2) H. E. R. Becker, Ann. d. Phys. **25**, 373, 1936.

1) Von Herrn Professor Dr. Goos liebenswürdigerweise zur Verfügung gestellt.
1) F. Goos und P. P. Koch, Zeitschr. f. Phys. **44**, 855, 1927.

Registrierkurve der in Fig. 5c dargestellten Aufnahme im Übersetzungsverhältnis 1 : 40. Die Größe des vom Photometerspalt ausgeblendeten Plattenstückes betrug $0{,}2 \cdot 1{,}2$ mm².

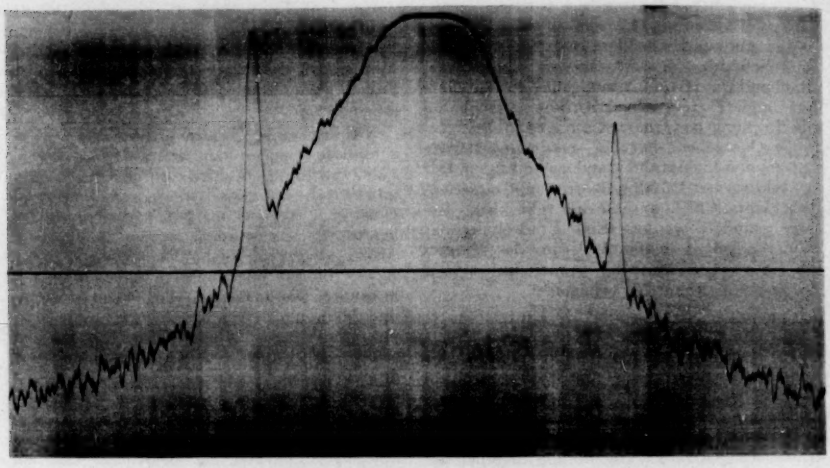


Fig. 6. Registrierkurve.

Aus der Registrierkurve ist zu ersehen, daß das Beugungsspektrum erster Ordnung dem Intensitätsabfall der nullten Ordnung überlagert ist. Eine Aufnahme mit ausgeblendeter nullter Ordnung zeigte, daß dieser Intensitätsabfall durch auffallendes Licht und nicht durch Streuung in der photographischen Platte hervorgerufen wird. Bei der Messung der Intensität der ersten Ordnung wurde auf der Registrierkurve der Abfall der nullten Ordnung unterhalb der ersten Ordnung fortgesetzt. Die Ordinaten des Maximums der ersten Ordnung und des zu derselben Abszisse gehörigen Abfalls der nullten Ordnung wurden mit Hilfe einer Photometereichung in absolute Schwärzungen umgerechnet. Diese Eichung erfolgte unter Benutzung eines Satzes geeichter Rauchgläser und wurde vor und nach jeder Registrierung über freier Glasplatte vorgenommen. Fig. 7 zeigt ein Beispiel einer Photometereichkurve.

Bei Berücksichtigung des Schleiers der photographischen Platte ist nach Sheppard und Mees[1]) darauf zu achten, daß der Schleier an nichtbelichteten Stellen größer ist als an den belichteten. Diese Schleierkorrektion ist zuerst von Meidinger[1]) durchgerechnet und benutzt worden. Wenn S den unkorrigierten Schleier, S_{korr} den korrigierten Schleier, S_∞ die maximal mögliche Schwärzung der Platte und S_1 die an der betreffenden Stelle vorhandene absolute

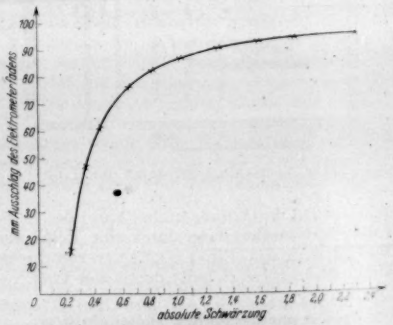


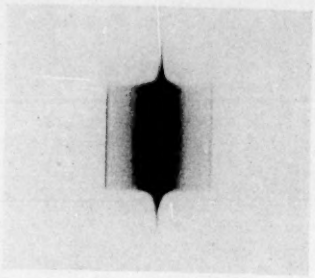
Fig. 7. Eichkurve des Photometers.

Schwärzung bedeuten, so gilt nach Meidinger:

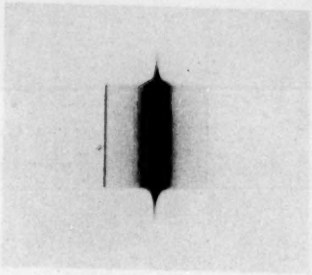
$$S_{korr} = S \frac{S_\infty - S_1}{S_\infty - S}.$$

1) S. E. Sheppard und C. E. K. Mees, Theorie des photographischen Prozesses (Verlag W. Knapp, Halle 1912), S. 66, 77 ff.

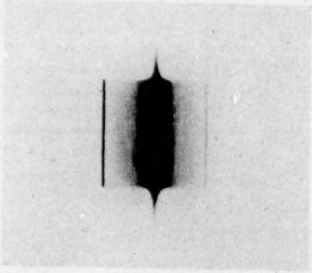
1) W. Meidinger, Zeitschr. f. phys. Chemie **114**, 96, 1925.



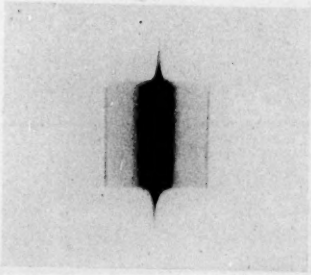
a



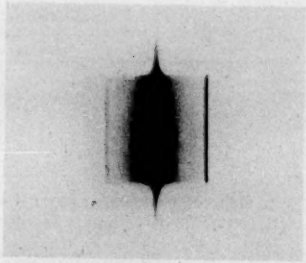
b



c



d



e

Fig. 5a–e. Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen in Luft.

Wilhelm Korff, Photometrische Untersuchungen der Lichtbeugung an Ultraschallwellen in Flüssigkeiten und Gasen. Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

Die Schleierkorrektion war in vielen Fällen größer als der aus den übrigen Messungen zu berechnende Fehler. Sie wurde daher in der vorliegenden Arbeit für alle Schleier angewandt.

Von der Schwärzung des Maximums der ersten Ordnung und von der zu diesem Maximum gehörigen Schwärzung des Abfalls der nullten Ordnung wurden nun die jeweils für sie korrigierten Schleier abgezogen. Mit diesen Differenzen wurde bei den entsprechenden Schwärzungen in die Schwärzungs-Intensitätskurve (Fig. 8) eingegangen, die unter Benutzung der Maxima der mitgedruckten Intensitätsmarken gezeichnet worden war. Die Intensität des Maximums der nullten Ordnung wurde dabei gleich 100 gesetzt. Auf der Abszisse wurde der Logarithmus der in Prozenten von I_0 ausgedrückten Intensität, auf der Ordinate die Differenz zwischen absoluter Schwärzung und korrigiertem Schleier aufgetragen. Aus dieser Kurve erhielt man somit die relative Intensität der Spitze der ersten Ordnung und die des dazugehörigen Abfalls der nullten Ordnung. Die Differenz dieser beiden ergab dann die relative Intensität des Beugungsspektrums erster Ordnung. Tabelle I zeigt die Auswertung der in Fig. 5a–5e abgebildeten Aufnahmen.

Die in der Spalte 3 eingetragenen Buchstaben l und r bedeuten linke oder rechte Ordnung. Der Index s gibt an, daß die Zahlen der betreffenden Zeile zur Spitze der ersten Ordnung gehören, während der Index u bedeutet, daß die Zeile zum Abfall der nullten Ordnung gehört. In

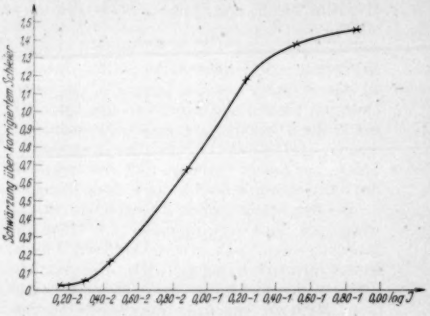


Fig. 8. Schwärzungs-Intensitätskurve.

der Spalte 4 ist der Schleier in absoluter Schwärzung angegeben. Die Spalte 5 gibt die absolute Schwärzung der Spitze der ersten Ordnung bzw. die des durchgelegten Abfalls der nullten Ordnung an, die Spalte 6 den nach Meidinger korrigierten Schleier; der für diese Korrektion nötige Wert S_∞ betrug für die benutzten

Tabelle I.

1 Serie	2 Aufnahme	3 Ordnung	4 Schleier in S abs.	5 Absolute Schwärzung	6 Schleier korrigiert S_{korr}	7 Absolute Schwärzung $-S_{korr}$	8 log I	9 I in Prozenten von I_0	10 $I_s - I_u = I_1$ in Prozenten von I_0	11 $I_1 : I_0$ links	12 $I_1 : I_0$ rechts	13 Winkel zwischen Quarzfläche und einfallendem Lichtstrahl
128	18	l_s	0,282	0,720	0,242	0,478	0,740 – 2	0,0550	0,0260	0,000223		+0,393°
		l_u	0,282	0,444	0,267	0,177	0,463 – 2	0,0290				
		r_s	0,273	0,500	0,253	0,247	0,537 – 2	0,0345	0,0098		0,000084	
		r_u	0,273	0,376	0,264	0,112	0,393 – 2	0,0247				
128	21	l_s	0,245	1,020	0,185	0,835	0,004 – 1	0,1010	0,0750	0,000645		+0,277°
		l_u	0,245	0,369	0,235	0,134	0,415 – 2	0,0260				
		r_s	0,251	0,442	0,236	0,206	0,496 – 2	0,0313	0,0084		0,000072	
		r_u	0,251	0,330	0,245	0,085	0,360 – 2	0,0229				
128	24	l_s	0,258	1,490	0,157	1,333	0,418 – 1	0,2560	0,2287	0,001965		+0,162°
		l_u	0,258	0,397	0,246	0,151	0,436 – 2	0,0273				
		r_s	0,257	0,644	0,225	0,419	0,691 – 2	0,0491	0,0243		0,000209	
		r_u	0,257	0,348	0,249	0,099	0,376 – 2	0,0248				
128	30	l_s	0,250	0,520	0,228	0,292	0,580 – 2	0,0380	0,0137	0,000118		−0,069°
		l_u	0,250	0,347	0,242	0,105	0,385 – 2	0,0243				
		r_s	0,249	0,488	0,230	0,258	0,558 – 2	0,0361	0,0144		0,000124	
		r_u	0,249	0,313	0,244	0,067	0,337 – 2	0,0271				
129	35	l_s	0,326	0,571	0,300	0,271	0,476 – 2	0,0299	0,0069	0,000059		−0,262°
		l_u	0,326	0,461	0,312	0,149	0,362 – 2	0,0230				
		r_s	0,323	1,300	0,220	1,080	0,012 – 1	0,1028	0,0821		0,000706	
		r_u	0,323	0,415	0,313	0,102	0,316 – 2	0,0207				

Platten: $S_\infty = 3{,}4$. In der Spalte 7 steht die Differenz zwischen absoluter Schwärzung und korrigiertem Schleier (Spalte 5–6) und in der Spalte 8 der dazugehörige Logarithmus der relativen Intensität. Die Spalte 9 enthält die Intensitäten des Maximums der ersten Ordnung und des dazugehörigen Abfalls der nullten Ordnung in Prozenten der Intensität der nullten Ordnung. In der Spalte 10 ist die Intensität der ersten Ordnung ebenfalls in Prozenten der Intensität der nullten Ordnung angegeben. Sie wurde gewonnen als Differenz zwischen der Intensität der Spitze der ersten Ordnung und der Intensität des dazugehörigen Abfalls der nullten Ordnung.

Bei der beschriebenen Auswertungsmethode wurde als Maß der Intensität die Höhe des Maximums der Spektren erster Ordnung und der Intensitätsmarken benutzt. Da aber nur die Flächen richtige Intensitäten darstellen, darf diese Methode nur dann angewandt werden, wenn sich sowohl bei den Intensitätsmarken als auch bei den Spektren die Höhen untereinander verhalten wie die Flächen untereinander. Die Nachprüfung ergab, daß die Intensitätsverhältnisse $I_1 : I_0$ korrigiert werden mußten, und zwar betrug die Korrektion -15 Proz. Die korrigierten Intensitätsverhältnisse der ersten zur nullten Ordnung sind in den Spalten 11 und 12 eingetragen.

Unter Berücksichtigung der Fehler, die durch mangelhafte Konstanz der Lampe und des Senders und durch die photometrische Auswertung hervorgerufen werden, erhält man für den mittleren Fehler (Gauß) bei den Aufnahmen in Luft:

Tabelle II.

$I_1 : I_0$	0,00010	0,00020	0,00050	0,00120	0,00210
Fehler in Prozenten	± 15	± 8	± 4	± 3	± 4

Bei den Untersuchungen in Flüssigkeiten ist der mittlere Fehler ± 12 Proz.

4. Die Intensitätsformeln von Brillouin und Debye.

In der vorliegenden Arbeit konnten bei allen Untersuchungen nur die Beugungsspektren erster Ordnung beobachtet werden. Bei der Durchrechnung der Theorie von Brillouin für den speziellen Fall der Lichtbeugung in Gasen vernachlässigte David[1]) daher die in die zweiten und höheren Ordnungen gestreute Lichtintensität. In dieser Rechnung wird vorausgesetzt, daß der Quarz ebene Schallwellen aussendet. Der Lichtstrahl soll also nicht auf gekrümmte Schallwellenfronten treffen. Infolge der großen Schallabsorption nimmt die Intensität des Schalles in Luft mit wachsender Entfernung von der Schallquelle stark ab. Der Abfall der Schallintensität über die Breite des einfallenden Lichtstrahles wird jedoch in der Theorie von David nicht berücksichtigt. David kommt zu der folgenden Formel für das Intensitätsverhältnis der ersten zur nullten Ordnung:

$$\frac{I_1}{I_0} = \frac{2 \cdot \pi^2 \cdot \eta^2}{s \cdot v^2} \cdot E \cdot \frac{l^2}{\lambda^2} \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2}, \qquad \text{(a)}$$

wo für β einzusetzen ist:

$$\beta = \pi \cdot \left(\frac{\alpha \cdot \Lambda}{\lambda} \pm \frac{1}{2} \right) \frac{\lambda l}{\Lambda^2}. \qquad \text{(b)}$$

Es ist: s das spezifische Gewicht, v die Schallgeschwindigkeit, $1 + \eta$ der Brechungsindex, E die Schallenergie pro cm³, l die Länge des Lichtweges im Schallfeld, λ die Wellenlänge des Lichtes, Λ die Wellenlänge des Schalles und α der Winkel zwischen einfallendem Lichtstrahl und Schallwellenfront.

Man erhält die rechte oder linke erste Ordnung, wenn man in Gleichung (b) das positive bzw. das negative Vorzeichen wählt.

Für $\alpha = \pm \frac{1}{2} \frac{\lambda}{\Lambda}$ ist $\beta = 0$ und man erhält ein Maximum der Intensität:

$$\left(\frac{I_1}{I_0} \right)_{\text{Max}} = \frac{2 \cdot \pi^2 \eta^2}{s \cdot v^2} \cdot E \cdot \frac{l^2}{\lambda^2}. \qquad \text{(c)}$$

Der Einfallswinkel des Lichtstrahles ist in diesem Fall gleich dem Braggschen Glanzwinkel.

Für $\alpha = 0$ erhält man die sog. Symmetriestellung, d. h. rechte und linke Ordnung sind gleich intensiv. Das Intensitätsverhältnis der ersten zur nullten Ordnung lautet hier:

$$\frac{I_1}{I_0} = \frac{2 \cdot \pi^2 \eta^2}{s \cdot v^2} \cdot E \cdot \frac{l^2}{\lambda^2} \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{l \cdot \lambda}{\Lambda^2} \right)}{\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{l \cdot \lambda}{\Lambda^2} \right)^2}. \qquad \text{(d)}$$

Da der Winkel α positiv und negativ gewählt werden kann, so wird die in Abhängigkeit von α aufgetragene Intensitätskurve symmetrisch zur Stellung $\alpha = 0$ liegen.

Debye[1]) gibt $I_1 : I_0$ nur für $\alpha = 0$ an, während Brillouin[2]) für $\alpha = 0$ und $\alpha =$ Braggschem Winkel rechnet. Das Experiment fordert wegen der starken Drehabhängigkeit die Formel (a), die für alle α gültig ist.

1) Vgl. Fußnote auf S. 709.

1) P. Debye, a. a. O.
2) L. Brillouin, a. a. O.

Tabelle III.

1 Serie	2 Medium	3 $I_1 : I_0$ links	4 $I_1 : I_0$ rechts	5 $I_1 : I_0$ Mittel von 3 und 4	6 $I_1 : I_0$ Mittel einer Serie M_s	7 Mittlere Abweichung von M_s in Prozenten
52	H_2O	0,00050	0,00044	0,00047	0,00050	± 6,0
52		0,00054	0,00052	0,00053		
59	H_2O	0,00087	0,00078	0,00082	0,00083	± 2,4
59		0,00090	0,00082	0,00086		
59		0,00089	0,00074	0,00082		
60	Xylol	0,00062	0,00057	0,00060	0,00062	± 1,6
60		0,00061	0,00063	0,00062		
60		0,00065	0,00063	0,00064		
60		0,00064	0,00058	0,00061		
65	H_2O	0,00095	0,00088	0,00092	0,00082	± 12,2
65		0,00077	0,00068	0,00072		
67	H_2O	0,00078	0,00061	0,00070	0,00062	± 12,9
67		0,00059	0,00048	0,00054		
68	H_2O	0,00264	0,00273	0,00268	0,00248	± 8,1
68		0,00232	0,00224	0,00228		
					Thermokreuz	Anodenstrom	Wellenmesser
70	H_2O	0,00026	0,00023	0,00024	53,1 Skt.	50,2 mA	7,8 Skt.
70		0,00022	0,00022	0,00022	43,1 Skt.	45,0 mA	6,3 Skt.
70		0,00014	0,00016	0,00015	33,6 Skt.	39,9 mA	4,8 Skt.
70		0,00010	0,00010	0,00010	23,8 Skt.	36,0 mA	3,8 Skt.

5. Ergebnisse.

a) Untersuchungen in Flüssigkeiten.

1. Das Schallfeld. Die Untersuchung des Schallfeldes erfolgte nach der Methode von Bär und Meyer[1]). Die Versuchsanordnung von Debye und Sears wird bei Bär und Meyer insofern geändert, als der als Lichtquelle dienende beleuchtete Spalt durch ein System von Lochblenden ersetzt wird. Die so erhaltenen Beugungsbilder der Lochblenden liegen zu beiden Seiten der nullten Ordnung in Richtung der Schallfortpflanzung. Aus der Lage der Beugungsbilder ersieht man also die Schallrichtung. Die Abtastung des Schallfeldes nach dieser Methode ergab an der Stelle, wo sonst in der Anordnung der vorliegenden Arbeit beobachtet wurde, eine Neigung des einfallenden Lichtstrahles gegen die Schallwellenfront von $-1°$ bis $+1°$. Fig. 9 zeigt das Schallfeld; die Neigungen der Schallrichtung gegen die Richtung der Normalen auf dem Sendequarz sind verzehnfacht gezeichnet.

2. Intensitätsverhältnisse. Die Ergebnisse der in Wasser und Xylol durchgeführten Untersuchungen sind in der Tabelle III dargestellt. Ein Vergleich dieser Werte mit den theoretischen Intensitätsformeln ist nicht durchführbar, da die Formeln nur gelten, wenn der Lichtstrahl auf ebene Schallwellenfronten trifft.

1) R. Bär und E. Meyer, Physik. Zeitschr. **34**, 393, 1933.

Da es nicht gelang, den Quarz bei allen Aufnahmen gleich tief in die Flüssigkeit einzutauchen, sind Aufnahmen verschiedener Serien nicht miteinander vergleichbar. Wohl aber lassen sich die

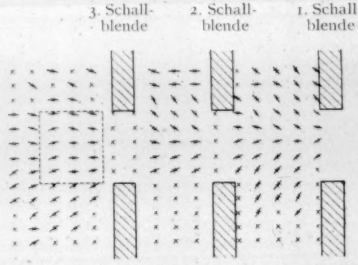


Fig. 9. Vertikalschnitt durch das Schallfeld.

Aufnahmen einer Serie untereinander vergleichen; es ergibt sich für die mittlere Abweichung der Aufnahmen einer Serie (Spalte 7 in der Tabelle III) maximal ± 12,9 Proz. und im Mittel ± 7,2 Proz.

Mit Hilfe der Aufnahmen der Serie 70 wurde die Abhängigkeit des Verhältnisses $I_1 : I_0$ vom Ausschlag des mit dem Thermokreuz gekoppelten Galvanometers, vom Anodenstrom und vom Ausschlag des in den Wellenmesser eingebauten Milliamperemeters gemessen (s. unter Thermokreuz, Anodenstrom und Wellenmesser in der Tabelle III). Fig. 10a–c zeigt das Ergebnis.

Die Änderung des Anodenstromes und der Ausschlag des mit dem Thermokreuz gekoppelten Galvanometers sind dem Verhältnis $I_1 : I_0$ und damit auch der Schallenergie leidlich proportional, während der Ausschlag des in den Wellenmesser eingebauten Milliamperemeters es nicht ist.

b) Untersuchungen in Luft.

1. Das Schallfeld. Aufnahmen nach der Lochblendenmethode von Bär und Meyer ergaben, daß infolge der starken Schallabsorption in Luft Beugungsbilder nur wenige Millimeter vom Quarz entfernt zu erzielen waren. Die Ausmessung der Aufnahmen zeigte keine meßbare Neigung der Schallrichtung gegen die Normalenrichtung des Quarzes. Eine Reihe von Blenden zur Richtung des Schallstrahles war also nicht erforderlich.

2. Die Abhängigkeit vom Winkel zwischen einfallendem Lichtstrahl und Schallwellenfront. Durch eine Reihe von Aufnahmen wurde das Intensitätsverhältnis $I_1 : I_0$ in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Lichtstrahl und Schallwellenfront gemessen. In der Fig. 11 sind Intensitätsverhältnisse aus Aufnahmen aufgetragen, die bei einer Länge des Lichtweges im Schallfeld von 3,0 cm und einer Schallwellenlänge von 0,08 mm mit Licht von der Wellenlänge $\lambda = 4358$ ÅE gemacht wurden. Die Figur zeigt deutlich, daß bei bestimmtem Einfallswinkel des Lichtes die in die eine Ordnung gestreute Lichtmenge sehr viel größer sein kann als die in die andere Ordnung gestreute.

Der Winkel o ist gefunden worden als arithmetisches Mittel der beiden Winkel, die den Hauptmaxima von $I_1 : I_0$ zugeordnet sind. Die Differenz dieser Winkel entspricht dem doppelten Braggschen Glanzwinkel. Ist der Einfallswinkel des Lichtstrahles Null, dann müßten linke und rechte Ordnung gleich intensiv sein; man hätte die Symmetriestellung. Die Kurven zeigen, daß die Stellung gleicher Intensität nach einem negativen Winkel verschoben ist. Bei den Aufnahmen der Fig. 11 stand der Quarz rechts vom Lichtstrahl. Die Verschiebung der Stellung

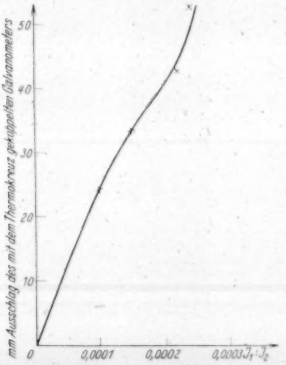


Fig. 10a.

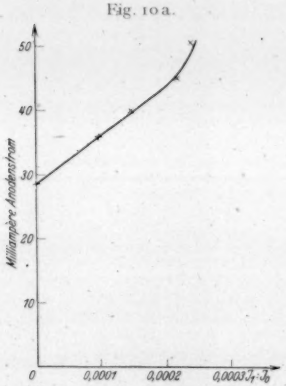


Fig. 10b.

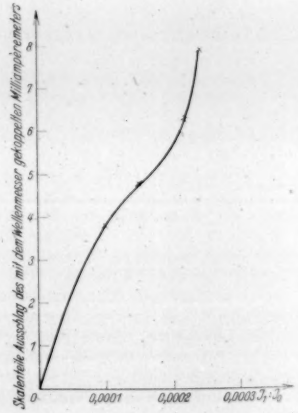


Fig. 10c.

Fig. 10a–c. $I_1 : I_0$ in Abhängigkeit vom Thermokreuz, Anodenstrom und Wellenmesser

gleicher Intensität erfolgt nach positiven Winkeln, wenn die Schallquelle links vom Lichtstrahl aufgebaut ist (in Fig. 16 war das der Fall). Vermutlich ist sie darauf zurückzuführen, daß ein starker Abfall der Schallintensität über die Breite des Lichtstrahles vorhanden ist.

Um nun einen Vergleich zwischen Theorie und Experiment zu ermöglichen, wurde in die Formel (c) des vierten Abschnitts derjenige Wert für $I_1 : I_0$ eingesetzt, der bei Braggschem Einfallswinkel des Lichtstrahles gemessen wurde. Aus dieser Formel wurde die Schallenergie E

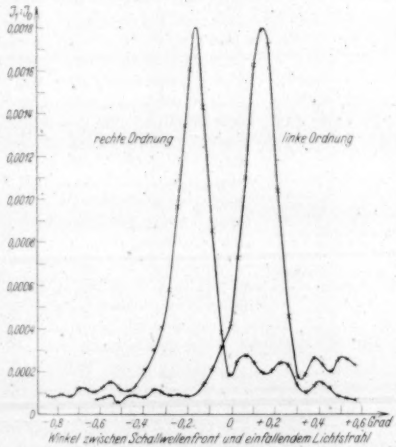


Fig. 11. $I_1 : I_0$ in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Lichtstrahl und Schallwellenfront.

berechnet. Mit Hilfe des so gewonnenen Wertes E ergab sich nun aus der Formel (a) für verschiedene Winkel α der Verlauf der theoretischen Intensitätskurve. Der Vergleich der theoretischen und experimentellen Kurve (Fig. 12) zeigt den ähnlichen Charakter beider Kurven. Die Abszissen der Minima stimmen überein, während die Ordinaten, also die Intensitätsverhältnisse der ersten zur nullten Ordnung, nicht zusammenfallen. Wohl aber ist in der experimentellen Intensitätskurve der Unterschied zwischen den Minima und den Nebenmaxima von der in der Theorie verlangten Größenordnung. Es ist anzunehmen, daß der für die Minima geforderte Wert Null nur bei einem dem idealen sehr ähnlichen Schallfeld angenommen wird. Wenn man das reale Schallfeld theoretisch behandeln will, so muß man es als eine Superposition ebener Wellen darstellen. Die an den einzelnen ebenen Schallwellen in die ersten Ordnungen gebeugten Lichtwellen sind genau so zu superponieren. Da eine Ausmessung des Schallfeldes nicht ohne weiteres möglich ist, so kann nur rückwärts aus dem Verhalten der Lichtwellen auf die Schallwellen geschlossen werden. Man muß dann annehmen, daß auf den Lichtstrahl Schallwellen wirken, die bei geringer Neigung gegen die Quarzfläche noch verhältnismäßig intensiv sind und mit zunehmender Neigung schwächer werden. Die in einem Winkelbereich von etwa $\pm 0{,}05°$ gegen die Quarzfläche geneigten Schallwellen würden eine Verbreiterung des beim Bragg-

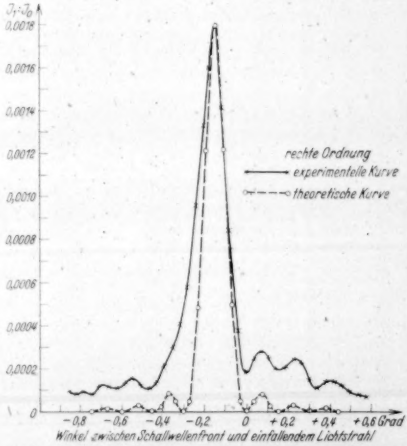


Fig. 12. Theoretische und experimentelle Abhängigkeit des Verhältnisses $I_1 : I_0$ vom Winkel zwischen Lichtstrahl und Schallwellenfront.

schen Winkel vorhandenen Maximums bewirken. Die stärker geneigten Schallwellen ergeben eine Zusatzintensität, die nur in geringem Maß von dem Drehwinkel abhängig ist. Dieser Intensität sind die Maxima und Minima überlagert. Es ist möglich, daß das erste Minimum bei $-0{,}3°$ in Fig. 12 durch eine intensivere Partialwelle, die gerade hier ihr Maximum hat, völlig aufgehoben wird.

Aufnahmen, die mit einer Lichtwellenlänge von $\lambda = 5461$ ÅE gemacht wurden, ergaben einen der Fig. 11 sehr ähnlichen Verlauf der Intensitätskurven. Nur die Winkeldifferenz zwischen den beiden Hauptmaxima ist entsprechend der Änderung des Braggschen Winkels größer.

Der aus dem gemessenen Intensitätsverhältnis unter Benutzung der Formel (c) berechnete Wert E ist gleich 0,3 erg/cm³. Für die Schwankung der Dielektrizitätskonstanten erhält man

$\delta = 3{,}9 \cdot 10^{-7}$. Hieraus ergibt sich für die Änderung des Brechungsexponenten $dN = 2{,}0 \cdot 10^{-7}$ und für die Druckschwankung $dp = 0{,}56$ mm *Hg*.

3. Die Abhängigkeit von der Länge des Lichtweges im Schallfeld. Nach der Formel (a) von Brillouin soll eine periodische Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses $I_1 : I_0$ von der Länge l des Lichtweges im Schallfeld bestehen. Für die Symmetriestellung ($\alpha = 0$) hat diese Periode in l den Wert 2,30 cm bei einer Schallfrequenz $\nu = 4{,}28 \cdot 10^6$ Hertz und einem einfallenden Lichtstrahl von der Wellenlänge $\lambda = 5461$ ÅE. Bei einer Länge des Lichtweges von 1,15 cm und 3,45 cm ist ein Maximum des Intensitätsverhältnisses $I_1 : I_0$, bei einer Länge von 2,30 cm ein Minimum zu erwarten. Aufnahmen ergaben für verschiedene Längen des Lichtweges die in der Fig. 13 dargestellten Intensitätskurven. Fig. 14 zeigt die Abhängigkeit des als Schnittpunkt der Kurven der linken und rechten Ordnung aus der Fig. 13 gefundenen Wertes $I_1 : I_0$ von der Länge des Lichtweges im Schallfeld. Von einem periodischen Zusammenhang ist nichts zu erkennen; das Verhältnis $I_1 : I_0$ scheint linear mit der Länge des Lichtweges anzusteigen. Ein Unterschied zwischen Experiment und Theorie war zu erwarten, da die Lage des Schnittpunktes beider Intensitätskurven gegen den Winkel Null verschoben ist.

Erzeugt man mit der in der vorliegenden Arbeit benutzten Frequenz Schallwellen in Flüssigkeiten, so wird die Schallwellenlänge etwa viermal so groß wie in Luft (Λ in Luft = 0,08 mm). Durchweg wird nun in Flüssigkeiten mit einer Länge des Lichtweges im Schallfeld von 1 bis 3 cm gearbeitet. Trägt man nach Formel (a) mit diesen Daten die Abhängigkeit des Verhältnisses $I_1 : I_0$ von dem Einfallswinkel des Lichtstrahles auf, so ergibt sich eine schwach gekrümmte Kurve. Demnach wird in Flüssigkeiten das Intensitätsverhältnis $I_1 : I_0$ bei verschiedenen Einfallswinkeln des Lichtstrahles nicht so große Unterschiede zeigen wie in Luft bei derselben Frequenz. Große Unterschiede wird man in Flüssigkeiten bei einer Länge des Lichtweges im Schallfeld von 1–3 cm nur dann erhalten, wenn mit einer Frequenz von etwa $\nu = 5 \cdot 10^7$ Hertz beobachtet wird.

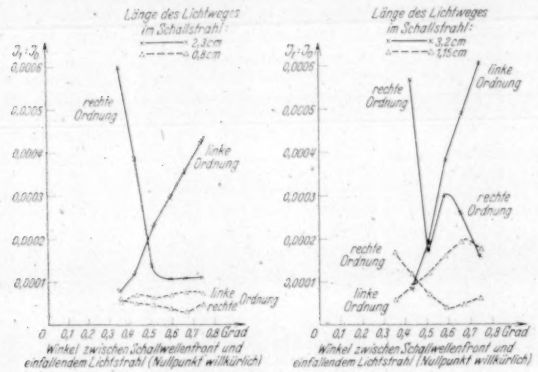


Fig. 13. $I_1 : I_0$ bei verschiedenen Längen des Lichtweges im Schallstrahl.

In den Intensitätsmaxima machen sich Störungen weniger bemerkbar als in der Symmetriestellung. Es wurde daher eine Reihe von Aufnahmen gemacht, mit deren Hilfe durch kleine Drehungen des Quarzes in der Nähe des Braggschen Winkels das Intensitätsverhältnis $I_1 : I_0$ beider Hauptmaxima gemessen wurde. Das Mittel der Maxima linker und rechter Ordnung, die sich nur wenig unterschieden, wurde in die Spalte 3 der Tabelle IV eingetragen.

Tabelle IV.

1	2	3	4	
Wellenlänge	Länge des Lichtweges im Schallfeld l	$I_1 : I_0$ Maximum $\alpha = \pm \frac{1}{2}\frac{\lambda}{\Lambda}$	$(I_1 : I_0)_{l=3{,}0\,\mathrm{cm}}$ / $(I_1 : I_0)_{l=1{,}2\,\mathrm{cm}}$ Experiment	Theorie
435,8 mμ	1,2 cm	0,00035	5,0 ± 0,5	6,25
435,8 mμ	3,0 cm	0,00174		
546,1 mμ	1,2 cm	0,00014	6,4 ± 1,0	6,25
546,1 mμ	3,0 cm	0,00089		

In der 4. Spalte der Tabelle steht rechts der aus der Theorie gewonnene Quotient der

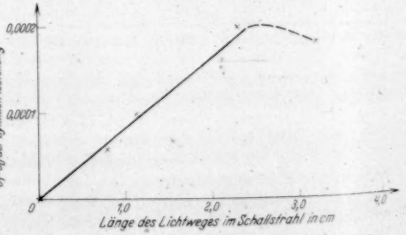


Fig. 14. $I_1 : I_0$ der Symmetriestellung in Abhängigkeit von der Länge des Lichtweges im Schallstrahl.

Intensitätsverhältnisse bei den durch Indizes bezeichneten Längen des Lichtweges. Nach der Formel (c) ist das Intensitätsverhältnis proportional dem Quadrat der Länge des Lichtweges im Schallfeld. Ein Vergleich der theoretischen Werte mit den auf der linken Seite der Spalte 4 eingetragenen experimentellen Ergebnissen zeigt Übereinstimmung. Die mittlere Abweichung von ± 11 Proz. unterscheidet sich nicht wesentlich von dem auf der S. 714 angegebenen Fehler.

4. Die Abhängigkeit von der Lichtwellenlänge. Durch Änderung des Einfallswinkels des Lichtstrahles wurde bei verschiedener Lichtwellenlänge das Intensitätsverhältnis $I_1 : I_0$ in der Symmetriestellung gemessen. Die Ergebnisse sind in der Tabelle V wiedergegeben.

Tabelle V.

1 Wellenlänge	2 Länge des Lichtweges im Schallfeld l	3 $I_1 : I_0$ Symmetriestellung $\alpha = 0$	4 $\frac{(I_1 : I_0)_{406\,m\mu}}{(I_1 : I_0)_{546\,m\mu}}$ Experiment	Theorie
406 mμ	1,8 cm	0,00078	7,8 ± 1,2	8,25
546 mμ	1,8 cm	0,00010		
406 mμ	1,2 cm	0,00059	6,6 ± 1,1	3,02
546 mμ	1,2 cm	0,00009		

Der in der rechten Seite der 4. Spalte der Tabelle V eingetragene theoretische Wert wurde gewonnen aus der Formel (a) von Brillouin. Der Vergleich dieser Werte mit den experimentellen Ergebnissen läßt erhebliche Abweichungen erkennen. Diese erlauben nur die Feststellung, daß das Verhältnis $I_1 : I_0$ in der Symmetriestellung mit wachsender Lichtwellenlänge abnimmt.

Es wurde daher versucht, die Abhängigkeit von der Lichtwellenlänge für die beim Braggschen Winkel vorhandenen Intensitätsmaxima der linken und rechten Ordnung zu messen. Es wurden die schon in der Tabelle IV zusammengestellten Ergebnisse benutzt.

Tabelle VI.

1 Wellenlänge	2 Länge des Lichtweges im Schallfeld l	3 $I_1 : I_0$ Maximum $\alpha = \pm \frac{1}{2}\frac{\lambda}{\Lambda}$	4 $\frac{(I_1 : I_0)_{436\,m\mu}}{(I_1 : I_0)_{546\,m\mu}}$ Experiment	Theorie
435,8 mμ	1,2 cm	0,00035	2,5 ± 0,4	1,57
546,1 mμ	1,2 cm	0,00014		
435,8 mμ	3,0 cm	0,00174	2,0 ± 0,2	1,57
546,1 mμ	3,0 cm	0,00089		

Der Vergleich der experimentellen und der theoretischen Ergebnisse ergibt Abweichungen, die im Mittel etwa + 40 Proz. betragen. Diese Abweichungen sind wohl dadurch zu erklären, daß das Schallfeld nicht so ideal ist, wie es die Theorie annimmt.

5. Absorptionsmessungen. Zur Bestimmung der Schallabsorption wurde die Intensität des ersten Beugungsspektrums in verschiedener Entfernung von der Schallquelle gemessen. Die Aufnahmen wurden ohne Schallblende gemacht; die Länge des Lichtweges im Schallfeld betrug dann 3,6 cm. Die Entfernung der Quarzfläche von der Mitte des Lichtstrahles wurde von 1,5–6,5 mm geändert. In größerer Entfernung war infolge der starken Schallabsorption in Luft keine Beugungserscheinung zu erzielen. Da vor den Aufnahmen subjektiv auf die Symmetriestellung eingestellt wurde, wichen die Intensitäten der linken und der rechten Ordnung voneinander ab. Das Mittel beider Ordnungen wurde in Abhängigkeit von der Entfernung des Lichtstrahles von der Schallquelle aufgetragen (Fig. 15).

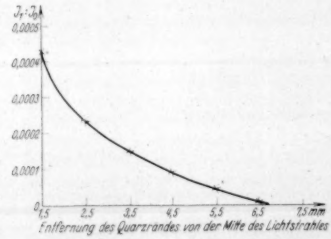


Fig. 15. $I_1 : I_0$ in Abhängigkeit von der Entfernung des Quarzrandes von der Mitte des Lichtstrahles.

Zur Kontrolle dieser Messungen wurde bei zwei Entfernungen von der Schallquelle die Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses $I_1 : I_0$ von dem Einfallswinkel des Lichtstrahles gemessen. Die Kurven (Fig. 16) zeigen, daß das beim Braggschen Winkel vorhandene Maximum der Intensität beim Übergang zu größerer Entfernung sehr viel stärker abnimmt als die Intensität in der Symmetriestellung. Auf der rechten Seite der Fig. 16 ist die Intensitätskurve für die Entfernung 3,5 mm noch einmal in überhöhtem Maßstab gezeichnet.

Nach Kirchhoff gilt für die Absorption des Schalles:

$$I_x = I_0 e^{-\frac{\Lambda x}{A^2}}.$$

Es bedeuten: I_x die Intensität der Schallwelle an der Stelle x, I_0 die an der Stelle $x = 0$, Λ die Wellenlänge des Schalles und A eine Konstante. Die Berechnung dieser Konstanten aus der in der Fig. 15 dargestellten Kurve ergibt

$A = 3{,}4 \cdot 10^{-4}$ cm ($\pm 0{,}2 \cdot 10^{-4}$ cm). Dieser Wert gilt also für den Fall, daß der Lichtstrahl parallel auf die Schallwellenfronten trifft. Wegen der Abnahme der Schallintensität über die Breite des Lichtstrahles wurde bei der Bestimmung

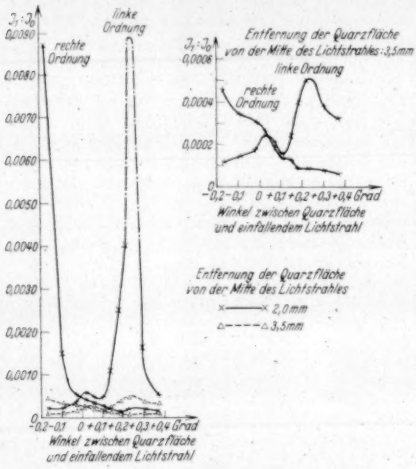


Fig. 16. $I_1 : I_0$ bei verschiedener Entfernung des Quarzrandes von der Mitte des Lichtstrahles.

von A die von Rayleigh[1]) angegebene Spaltkorrektion berücksichtigt. Trifft der Lichtstrahl im Braggschen Winkel auf die Fronten der Schallwellen, so ergibt sich unter Benutzung der Fig. 16 $A = 11{,}8 \cdot 10^{-4}$ cm. Der nach Kirchhoffs Theorie berechnete Wert ist $A = 3{,}2 \cdot 10^{-4}$ cm.

Schon von Grossmann[2]) und anderen[3]) ist bei Frequenzen von 100–400 Kilohertz ein Wert von $A = 6$ bis $8 \cdot 10^{-4}$ cm gefunden worden. Die Theorie der molekularen Schallabsorption von Kneser[4]) konnte diese höheren Werte gut erklären. Der bei Kneser betrachtete Effekt kommt bei der hier benutzten hohen Frequenz nicht in Frage. Die Gründe für die Verschiedenheit der beiden in der vorliegenden Arbeit beobachteten Werte von A können erst nach weiteren Untersuchungen angegeben werden.

Zusammenfassung.

Die Lichtbeugung an Ultraschallwellen wurde nach Debye und Sears in Wasser, Xylol und auch in Luft durchgeführt. Das Intensitätsverhältnis des Beugungsspektrums erster Ordnung zur nullten Ordnung wurde auf photographisch-photometrischem Weg durch Vergleich mit bekannten Intensitätsmarken gemessen. Die durch Beugung in Luft erhaltenen Ergebnisse wurden verglichen mit einer Theorie von Brillouin, die David für den speziellen Fall der Lichtbeugung in Gasen durchgerechnet hat.

Es zeigte sich in Übereinstimmung mit der Theorie, daß das Intensitätsverhältnis erster zur nullten Ordnung von dem Winkel zwischen einfallendem Lichtstrahl und Schallwellenfront abhängt. Das Intensitätsverhältnis hat ein Maximum, wenn der Lichtstrahl im Braggschen Winkel auf die Fronten der Schallwellen trifft. Die Abhängigkeit der in die ersten Ordnungen gestreuten Intensität von der Länge des Lichtweges im Schallfeld und von der Wellenlänge des einfallenden Lichtstrahles wurde gemessen und mit der Theorie verglichen.

Hamburg, im Juni 1936. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 10. August 1936.)

1) Lord Rayleigh, Scientific Papers **1**, 135. Cambridge 1899.
2) E. Grossmann, Ann. d. Phys. **13**, 681, 1932.
3) N. Neklepajev, Ann. d. Phys. **35**, 175, 1911.
4) H. O. Kneser, Ann. d. Phys. **11**, 761, 1931.

Über das Freiwerden elektrischer Energie beim Aufschmelzen des Elektreten.

Von Heinrich Frei und Gerhart Groetzinger.

§ 1. Mototaro Eguchi ließ bestimmte Gemische von Wachsen, die er durch Erwärmen verflüssigt hatte, unter Einwirkung eines elektrischen Feldes erstarren. Die auf solche Weise hergestellten Wachsstücke, die als Elektrete bezeichnet werden, rufen nun, wenn man sie in Stanniolfolien eingewickelt aufbewahrt, jedesmal beim Abheben der Folien ein elektrisches Feld hervor. Dieses Feld kann auch noch nach Jahren in fast ungeänderter Größe beobachtet werden. Läßt man den Körper durch längere Zeit unbedeckt, so verschwindet das Feld langsam; wird der Elektret hierauf wieder mit Stanniolfolien bedeckt, so ist nach Abheben derselben die Feldstärke in ihrer ursprünglichen Größe vorhanden[1]).

Für diese Erscheinung hat unter anderem G. Groetzinger in einer Arbeit, die sich mit der Wärmeleitfähigkeit des Elektreten beschäftigt, eine Erklärung gegeben[2]): Durch die Einwirkung des elektrischen Feldes während des

1) Mototaro Eguchi, Phil. Mag. **49**, 178, 1925; vgl. auch A. Gemant, Phil. Mag. **20**, 929, 1935.
2) Gerhart Groetzinger, Physik. Zeitschr. **37**, 589, 1936.

Erstarrens wird der Körper permanent homogen polarisiert. Die durch die Polarisation hervorgerufene Feldstärke verschwindet wegen der Leitfähigkeit mit der Zeit, ohne daß die Stärke der permanenten Polarisation abzunehmen braucht. Es verschieben sich nämlich solange Ladungen, bis das durch die permanente Polarisation im Elektreten hervorgerufene Feld durch das Feld dieser wahren Ladungen aufgehoben wird. Ist der Elektret mit metallischen Bedeckungen versehen (Stanniolfolien), so werden sich im Falle einer homogenen Polarisation die Kompensationsladungen nur auf ihnen ansammeln. Beim Abheben der Bedeckungen erscheint also das Feld jeweils in der ursprünglichen Stärke. Ist aber der Elektret unbedeckt, so sammeln sich die Kompensationsladungen nach und nach an den Endflächen des Elektreten selbst an, wodurch das Feld allmählich verschwindet. Nach Bedecken mit metallischen Elektroden wandern diese Ladungen jedoch wieder auf das Metall und können durch Abheben wieder entfernt werden.

Wird die permanente Polarisation durch Aufschmelzen zum Verschwinden gebracht, so müßten die Kompensationsladungen frei werden und sich über eine vorhandene leitende Verbindung ausgleichen. In der vorliegenden Arbeit sollte festgestellt werden, ob während des Aufschmelzens eines Elektreten, der kein Feld mehr hervorruft, ein elektrischer Strom auftritt. Allgemeiner sollte Größe und Verlauf eines Stromes, der während des Aufschmelzens eines polaren oder nichtpolaren Dielektrikums auftritt, untersucht werden, wenn das Dielektrikum kürzere oder längere Zeit vor Beginn des Aufschmelzens entweder im festen Zustand oder während des Erstarrens einem elektrischen Feld ausgesetzt worden war.

§ 2. Das Gefäß, das zur Aufnahme der Substanz diente, an der die Versuche ausgeführt werden sollten, mußte mit Elektroden versehen sein, die im flüssigen bzw. festen Dielektrikum ein homogenes elektrisches Feld zu erzeugen gestatteten; überdies mußte die erstarrte Substanz im Gefäß wieder aufgeschmolzen werden und zwischen den Elektroden ein Strom abgenommen werden können. Zum Aufschmelzen wurde eine elektrische Heizung vorgesehen, und zwar wurden die Elektroden so ausgeführt, daß sie durch einen durchfließenden elektrischen Heizstrom erhitzt werden konnten. Die beiden Enden einer jeden aus einem Stahlband von 2 cm Breite und 0,01 cm Dicke bestehenden Elektrode waren durch je einen starken Kupferbügel verbunden, der den Eisenkern eines Ringtransformators umschloß. Ließ man durch eine auf dem Kern aufgebrachte Primärwicklung einen Wechselstrom fließen, so wurden die beiden Stahlbänder durch den durchfließenden Wechselstrom erwärmt. Die Kupferbügel waren freitragend ausgebildet, so daß durch die elektrische Heizung die Isolation zwischen den beiden Elektroden nicht beeinträchtigt wurde. Bei den meisten Versuchen wurde zum Aufschmelzen eine Heizleistung von etwa 54 Watt in jeder Elektrode verwendet. Das eigentliche Gefäß bestand aus Hartgummi und hatte die Form einer prismatischen Wanne, einer inneren Länge von 14 cm, einer inneren Breite von 0,72 cm und einer inneren Höhe von 2,4 cm. Die Stahlbänder lagen an den beiden Längswänden des Gefäßes derart an, daß ihre obere Kante von den Gefäßwänden um 0,4 cm überragt wurde. Die Bänder reichten durch entsprechende Durchführungen durch das Gefäß hinaus und waren zwecks Vermeidung einer starken Erwärmung in den Durchführungen an den Enden durch aufgelötete Kupferplättchen verstärkt. Die beiden Elektroden standen einander in einem Abstand von etwa 0,7 cm gegenüber.

Zur Messung der beim Aufschmelzen auftretenden Ströme wurde ein Wulfsches Einfadenelektrometer in heterostatischer Schaltung, das mit einem Widerstand von $1{,}25 \cdot 10^9$ Ohm geshuntet war, verwendet[1]). Der Widerstand bestand aus einer auf Bernstein durch Kathodenzerstäubung niedergeschlagenen Metallschicht. Der Ausschlag des Instrumentes von einem Teilstrich entsprach einem Strome von $4{,}1 \cdot 10^{-10}$ Amp. Durch die Elektrodenheizung wurde die Strommessung in keiner Weise beeinträchtigt.

§ 3. Die Substanz, mit der die Versuche ausgeführt werden sollten, wurde zerkleinert in den Versuchskondensator eingefüllt und durch Heizung der beiden Elektroden aufgeschmolzen. Es wurde eine derartige Menge verwendet, daß die flüssige Substanz die Oberkante der Elektroden etwas überstieg. Die Substanz wurde sodann entweder ohne Feld oder unter der Einwirkung des Feldes erstarren gelassen, was etwa 30 min dauerte. Im festen Zustande wurde eine Stunde lang polarisiert. Nach Abschalten der zum Polarisieren dienenden Spannung wurden die beiden Elektroden kurz geschlossen.

Bezüglich der Feldstärke in der Substanz während des Erstarrens ist folgendes zu bemerken. Infolge ungleichförmigen Erstarrens kann wegen des großen Unterschiedes der Leitfähigkeit im festen und flüssigen Zustand die Feldstärke zu einem gewissen Zeitpunkt an verschiedenen Stellen der Substanz verschieden sein. Die spezifische Leitfähigkeit der verwendeten Substanzen ist im flüssigen Zustand wesentlich größer als im festen Zustand. Ist in einer

1) Der Widerstand des mit der festen oder flüssigen Substanz gefüllten Kondensators war groß gegen den der Anordnung zur Strommessung.

Schichte, die parallel zu den Kraftlinien liegt, die Leitfähigkeit nicht an jeder Stelle zwischen den Platten die gleiche, so herrscht an den Stellen höherer Leitfähigkeit eine kleinere Feldstärke und umgekehrt. Es zeigte sich jedoch, daß die Substanzen im verwendeten Kondensator im wesentlichen von oben nach unten erstarren, also in Schichten, die senkrecht zu den Elektroden lagen, obwohl natürlich die den Platten benachbarten Teile etwas früher fest wurden. Auf jeden Fall kann jedoch während des Erstarrens in den mittleren Schichten die Feldstärke nicht größer sein, als sie es im Falle des Polarisierens der festen Substanz mit gleicher Elektrodenspannung ist.

Die Versuche wurden mit Bienenwachs — einer polaren Substanz — und Paraffin — einer nichtpolaren Substanz — ausgeführt.

§ 4. Wurde Bienenwachs im beschriebenen Gefäß im festen Zustand dem Feld ausgesetzt, so floß während des Schmelzens ein Strom durch den Elektrometershunt, der etwa mit dem Flüssigwerden der den Elektroden benachbarten Schichten einsetzte.

Die Richtung entsprach einer elektromotorischen Kraft, die umgekehrt war wie die beim Polarisieren angelegte, so daß also der Strom während des Aufschmelzens von der beim Polarisieren positiven Elektrode durch den Strommesser zur anderen Elektrode floß.

Es schmolzen zunächst die den Elektroden benachbarten Schichten und dann immer weiter ungefähr zu den Elektroden parallele Schichten, bis zum Schluß etwa 4 min nach Beginn die in der Mitte übrigbleibende senkrechte Wand aufschmolz. Es blieben dann im Gefäß nur mehr kleine Teile von ungeschmolzenem Bienenwachs zurück, die dann langsam flüssig wurden. Der im Anfang erhaltene Strom dürfte von den Schichten in der Nähe der Elektroden herrühren, der in späteren Zeitpunkten von Schichten, die immer mehr gegen die Mitte zu liegen, so daß man aus der Strom-Zeitkurve wahrscheinlich ablesen kann, wie groß der Strom ist, der den einzelnen Schichten entspricht.

In Fig. 1 ist auf der Abszissenachse die Zeit vom Beginn des Aufschmelzens, auf der Ordinatenachse die jeweilige Stromstärke aufgetragen. Das Bienenwachs war hier mit einer Spannung von 9500 Volt d. h. mit einer Feldstärke von 13600 Volt/cm polarisiert worden. Hierauf waren die Elektroden eine Stunde kurzgeschlossen, bis mit dem Aufschmelzen der Substanz begonnen wurde (Kurve *a*).

Wurde das Bienenwachs während des Erstarrens polarisiert, so war die Richtung des Stromes während des Aufschmelzens die gleiche wie beim Polarisieren im festen Zustande. Der Verlauf des Stromes während des Schmelzens ist jedoch ein anderer, überdies ist die gesamte Elektrizitätsmenge bei gleicher zum Polarisieren verwendeter Spannung bedeutend größer.

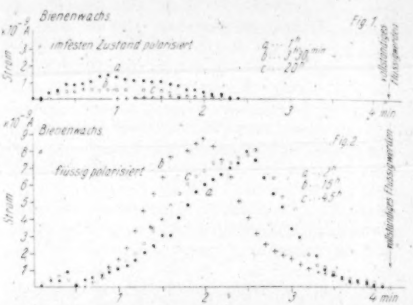


Fig. 1. Stromverlauf während des Aufschmelzens von Bienenwachs, das im festen Zustand einem elektrischen Feld ausgesetzt war.

Fig. 2. Stromverlauf während des Aufschmelzens eines Bienenwachselektreten.

In der Fig. 2 (Kurve *a*) ist der zeitliche Verlauf des Stromes beim Aufschmelzen des Bienenwachselektreten wiedergegeben. Es war hier mit 8500 Volt polarisiert worden und mit dem Aufschmelzen 2 Stunden nach Beendigung des Polarisierens begonnen worden. Es ergibt sich, daß der Strom sein Maximum später erreicht, daß es bedeutend höher ist als bei dem im festen Zustand polarisierten Wachs, und daß der Strom solange andauert, bis die letzten Teile der festen Substanz geschmolzen sind.

Aus dem Vergleiche der Fig. 1 und 2 (Kurven *a*) ergibt sich, daß im Falle des Polarisierens im festen Zustand die Randpartien während des Aufschmelzens verhältnismäßig mehr Strom zu liefern scheinen, als die mittleren Partien, während im Falle des Polarisierens während des Erstarrens (wobei das Maximum des Stromes erst zu einem späteren Zeitpunkt nach Beginn des Aufschmelzens eintritt) die mittleren Partien mehr an der Stromlieferung beteiligt sind.

§ 5. Versuche über die Abhängigkeit des Stromintegrals von der Aufschmelzdauer des Elektreten gehen aus Tabelle I hervor. Man ersieht aus ihr, daß das Stromintegral bei einer Verdreifachung der Aufschmelzzeit um etwa 25 Proz. zunimmt.

§ 6. In der Folge wurde die Zeit zwischen dem Polarisieren der Substanz in festem und flüssigem Zustand und dem Aufschmelzen geändert. In der Tabelle II sind die Elektrizitätsmengen während des Aufschmelzens in Abhängigkeit von der Zeit zwischen Beendigung des Polarisierens im festen

Tabelle I.

Abhängigkeit des Bienenwachs-Stromintegrals von der Aufschmelzdauer. Polarisiert im Erstarren mit 9000 Volt.

Aufschmelzdauer	Strommenge Coul. 10^{-7}
3 min 18 sec	7,2
4 min 12 sec	7,3
5 min 12 sec	7,7
8 min	8,6
9 min	9,0

oder flüssigen Zustand und Beginn des Aufschmelzens wiedergegeben. In den Fig. 1 und 2 geben die Kurven *b* und *c* den Verlauf des Stromes während des Aufschmelzens bei einem späteren Beginne des Aufschmelzens nach Beendigung des Polarisierens wieder.

Tabelle II.

Abhängigkeit des Bienenwachs-Stromintegrals von der zwischen Aufschmelzen und Polarisieren verflossenen Zeit.

1h im festen Zustand polarisiert. 9500 Volt			Im Erstarren polarisiert. 8500 Volt		
Zeit	Strommenge in Coul.	in Fig. 4 Kurve	Zeit	Strommenge in Coul.	in Fig. 4 Kurve
1h	$1{,}1 \cdot 10^{-7}$	a	1h	$6{,}7 \cdot 10^{-7}$	—
1h30	$0{,}95 \cdot 10^{-7}$	—	2h	$6{,}8 \cdot 10^{-7}$	a
2h	$0{,}7 \cdot 10^{-7}$	—	15h	$7{,}1 \cdot 10^{-7}$	b
3h30	$0{,}45 \cdot 10^{-7}$	b	18h	$7{,}9 \cdot 10^{-7}$	—
10h	$0{,}2 \cdot 10^{-7}$	—	22h	$6{,}6 \cdot 10^{-7}$	—
20h	$0{,}1 \cdot 10^{-7}$	c	45h	$7{,}4 \cdot 10^{-7}$	c

Aus der Tabelle und aus den Figuren geht hervor, daß die Elektrizitätsmenge im Falle des Polarisierens im festen Zustand mit der zwischen Aufschmelzen und Polarisieren verflossenen Zeit kleiner wird, während sie im Falle des Polarisierens im flüssigen Zustand innerhalb dreier Tage nicht merklich abnimmt.

§ 7. Versuche über die Abhängigkeit der Erscheinung von der zum Polarisieren aufgewendeten Spannung ergaben, daß die Elektrizitätsmenge während des Aufschmelzens in beiden Fällen des Polarisierens unter sonst gleichen Bedingungen etwa linear mit der aufgewendeten Spannung anwächst. Vgl. Fig. 3. Hierbei wurde die Substanz im festen Zustand immer eine Stunde polarisiert, bei Herstellung des Elektreten 20 min über das Erstarren hinaus, also insgesamt 50 min. Bei der im festen Zustand polarisierten Substanz wurde $3^1/_2$ Stunden nach Abschalten der Spannung aufgeschmolzen[1]).

1) Bei einer anderen Sorte von Bienenwachs wurde bereits bei Feldstärken von 5000 Volt/cm eine Abweichung vom linearen Verlauf im Sinne einer Sättigung der Elektrizitätsmengen während des Aufschmelzens beobachtet.

§ 8. Bienenwachs wurde bei einer Spannung von 1600 Volt an den Elektroden erstarren gelassen und sodann eine Stunde nach dem vollkommenen Erstarren eine weitere Stunde lang in entgegengesetzter Richtung mit 8500 Volt polarisiert. Der Stromverlauf während des Aufschmelzens ist aus der Fig. 4 ersichtlich. Der Strom hat im Anfang die Richtung, die dem Polarisieren des Dielektrikums im festen Zustand entspricht, während in einem späteren Zeitpunkt die Stromrichtung dem Polarisieren während des Erstarrens entspricht.

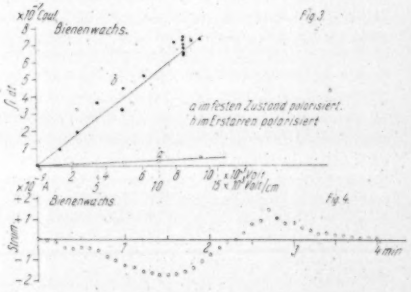


Fig. 3. Abhängigkeit der sich beim Aufschmelzen von Bienenwachs ergebenden Elektrizitätsmenge von der Spannung während des Polarisierens.

Fig. 4. Stromverlauf während des Aufschmelzens eines Bienenwachselektreten, der einem elektrischen Feld ausgesetzt war, das dem bei der Herstellung entgegengerichtet war.

§ 9. Es soll bemerkt werden, daß der Unterschied im Verlauf des Stromes während des Aufschmelzens nach einer Polarisation im festen oder flüssigen Zustand keineswegs durch die Verschiedenheit der Feldstärke in den einzelnen Schichten des Materials während des Erstarrens erklärt werden kann. Wie in § 3 auseinandergesetzt ist, können die mittleren Partien während des Erstarrens keine größere Feldstärke als beim Polarisieren der Substanz im festen Zustand bei gleicher angelegter Spannung erhalten. Aus den Diagrammen ergibt sich aber, daß während des Aufschmelzens der mittleren Schichten nach einer Polarisation im festen Zustand kein Strom mehr fließt, während beim Aufschmelzen der gleichen Schichten des Elektreten noch relevante Ströme erhalten werden.

§ 10. Als zweite Substanz wurde Paraffin verwendet. Im Gegensatz zu Bienenwachs ist Paraffin keine Dipolsubstanz. Die Versuche wurden in gleicher Weise vorgenommen wie bei Bienenwachs. Es zeigte sich, daß es fast gleichgültig ist, ob im festen oder flüssigen Zustand polarisiert

wurde. Das Stromintegral beträgt beim Aufschmelzen zwei Stunden nach stattgehabter Polarisation 0,61 bzw. 0,64 · 10^{-7} Coulomb bei einer angelegten Spannung von 9500 Volt, wobei im festen Zustand eine Stunde polarisiert wurde. In beiden Fällen nimmt die Elektrizitätsmenge, die während des Aufschmelzens erhalten wird, in gleicher Weise mit der seit Beendigung der Polarisation verflossenen Zeit ab. 20 Stunden nach Einwirken des Feldes beträgt sie etwa die Hälfte als eine Stunde nachher.

§ 11. Zusammenfassung und Diskussion. Es wird gezeigt, daß während des Aufschmelzens eines Elektreten, der kein elektrisches Feld mehr hervorruft, zwischen zwei entsprechend an ihm angebrachten Elektroden ein Strom fließt. Wurde die Substanz aus der der Elektret hergestellt wurde (im vorliegenden Fall Bienenwachs), im festen Zustand dem Feld ausgesetzt (polarisiert), so war der Strom wesentlich geringer. Die gesamte während des Aufschmelzens erhaltene Elektrizitätsmenge ist beim Elektreten unabhängig von der Zeit, die zwischen Erzeugung (Polarisieren) und Aufschmelzen (Depolarisieren) vergangen ist. Hingegen erhält man bei der im festen Zustand dem Feld ausgesetzten Substanz nach 20 Stunden bloß den zehnten Teil der Elektrizitätsmenge, die sich beim Aufschmelzen eine Stunde nach Einwirken des Feldes ergibt.

Wurde Paraffin, eine nichtpolare Substanz, während des Erstarrens oder im festen Zustand einem elektrischen Feld ausgesetzt, so ergab sich zu gleichen Zeiten nach Beendigung des Polarisierens in beiden Fällen etwa die gleiche Elektrizitätsmenge während des Aufschmelzens. Sie nahm mit der seit dem Polarisieren verflossenen Zeit ab, und zwar sank sie nach 20 Stunden auf die Hälfte des Wertes, der sich nach einer Stunde ergab.

Die Versuche ergeben, daß die Annahme einer von der Zeit unabhängigen (permanenten) elektrischen Polarisation im Elektreten erfüllt ist, wenn auch diese Polarisation kein elektrisches Feld hervorruft. Hängt die beim Aufschmelzen des Elektreten freiwerdende Elektrizitätsmenge mit den Ladungen, die das Feld der permanenten elektrischen Polarisation kompensieren, zusammen, so deutet der Umstand, daß sich längere oder kürzere Zeit nach der Herstellung während des Aufschmelzens die gleiche Elektrizitätsmenge ergibt, auf die Konstanz der permanenten Polarisation hin. Da die Elektrizitätsmenge während des Aufschmelzens bis zu 13000 Volt/cm proportional der Feldstärke ist, so deutet dies auf einen linearen Zusammenhang der permanenten Polarisation im Elektreten mit der Feldstärke während der Erzeugung bis zum angeführten Wert hin.

Der aus einer einfachen Überlegung sich ergebende Betrag der permanenten Polarisation ist um ein Mehrfaches höher als der Betrag der während der Erzeugung durch die angelegte Spannung in der Substanz hervorgerufenen Polarisation (im Sinne der Maxwellschen Theorie unter Zugrundelegung der normalen Dielektrizitätskonstante).

Es sind Untersuchungen an anderen Substanzen im Gange, die darauf hindeuten, daß der angeführte Unterschied im Verhalten von Bienenwachs und Paraffin auf einem prinzipiellen Unterschied im Verhalten von polaren und nichtpolaren Substanzen beruht.

Wien, III. Physikalisches Institut der Universität, im Juli 1936.

(Eingegangen 12. August 1936.)

Über Streulichtmessungen an dispersen Systemen unter Verwendung röhrenförmiger Streulichtzellen.

Von B. Klages und H. Klumb.

Zum Nachweis von Trübungen in Gasen und Flüssigkeiten dienen die Messungen der optischen Absorption[1]) oder Messungen mit dem Tyndallmeter[2]), Verfahren, von denen das erste bei geringen Trübungen relativ unempfindlich, das zweite als subjektives Verfahren relativ unsicher ist. Zum Zweck des Nachweises sehr schwacher Trübungen und lichtschwacher Leuchterscheinungen in gasförmigen oder flüssigen Systemen hat der eine von uns (Klumb) im Laufe der Jahre 1933—35 röhrenförmige lichtelektrische Zellen entwickelt (im folgenden als Streulichtphotozelle bezeichnet) (s. Fig. 1), in deren innerem Hohlraum A das zu untersuchende Medium (ruhend oder strömend) sich befindet und von einem parallel zur Röhrenachse einfallenden schwach konvergenten Lichtbüschel durchstrahlt wird. Das im Volumen ausgelöste Streu- oder Fluoreszenzlicht löst an der Zellkathode C einen lichtelektrischen Strom aus, der als Nachweis für das Vorhandensein von Trübungen oder Fluoreszenzerscheinungen dienen kann. Eine Bestimmung der Konzentration im dispersen Medium ist jedoch auf diese Weise

1) W. Steubing, Ann. d. Phys. (4) **26**, 329. 1908; R. Gans und R. Calatroni, Ann. d. Phys. (4) **61**, 465, 1920; z. B. auch B. Lange, Die Photoelemente und ihre Anwendung, 2. Teil, 1936.

2) R. C. Tolman und E. B. Vliet, Journ. Amer. Chem. Soc. **41**, 300, 1919. Siehe auch R. Whytlaw-Gray und H. S. Patterson, Smoke, London (Arnold) 1932.

wegen des Einflusses der Teilchengröße[1–4]) im allgemeinen nur dann möglich, wenn die Teilchengröße, bzw. ihre Größenverteilung bekannt, oder, bei der Messung von Dichteunterschieden, konstant ist.

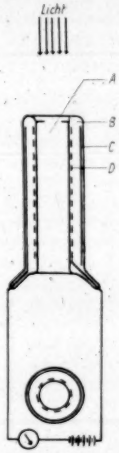


Fig. 1.

Die Brauchbarkeit dieser Zelle[5]) wurde unter Verwendung monochromatischer Strahlung (Quarz-Quecksilberlampe, Doppelmonochromator) im Gebiet von 5000—3000 (2500) AE an zahlreichen dispersen Medien untersucht, wobei die mit Fadenelektrometer gemessenen Photoströme (Streulichtphotoströme) zwischen 10^{-10} und $5 \cdot 10^{-13}$ Amp. lagen. Es wurden untersucht: Aerosole (Nebel und Rauche) und zwar P_2O_5, NH_4Cl, MgO, HCl, Zigarettenqualm und Staub, wobei sich zeigte, daß selbst mit der verwendeten relativ ungünstigen und vor allem lichtschwachen Anordnung Schwebstoffkonzentrationen der Größenordnung 10—100 mg/m³ noch feststellbar sind (mittlere Teilchengröße 6.10^{-4} mm) (aufgenommen in strömendem Medium). Im ruhenden Medium konnte der zeitliche Abfall der Schwebstoffkonzentration durch Sedimentation und Koagulation bequem gemessen werden. Ferner wurden Hydrosole untersucht und zwar Silber-Schwefel-Paraffin-Sole, Milch, defibriniertes Blut, Bakterien-(Coli)kulturen[1]), als Beispiel gröberer Suspensionen[2]), Kreideaufschwemmungen, sowie gasförmige Suspensionen (Gasbläschen) in Flüssigkeiten, wobei insbesondere der Einfluß der Konzentration auf die Größe des Streulichtphotostromes untersucht wurde und beim Blut und Bakterienkulturen strenge Proportionalität zwischen Konzentration und Streulichtstrom vorhanden war.

Es gelang in Paraffinsolen Konzentrationen von 1 mg/liter, in Kreideaufschwemmungen 5 mg/liter nachzuweisen und noch Trübungen an Präparaten zu messen, in denen eine Trübung mit dem Auge nicht mehr erkennbar war. Desgleichen wurden die Entstehungen von Trübungen infolge chemischer Reaktionen innerhalb der Zellfüllung in ihrem zeitlichen Verlauf untersucht:

1. Beim Einleiten von Ammoniak in Aluminiumsulfatlösung.
2. Beim Nachweis von gasförmigen Dichlordiäthylsulfid nach Grignard[3]).

Der Nachweis der molekularen Lichtstreuung gelang, infolge mangelhafter Lichtstärke der Anlage, bisher nicht. Das Vorhandensein fluoreszierender Verunreinigungen in Flüssigkeiten (Eosin, Fluoreszein) war bequem nachzuweisen. Versuche zur Messung der Fluoreszenz (Resonanzfluoreszenz) in Gasen und Dämpfen, desgleichen Versuche mit Leuchtbakterien und Chemilumineszenzen, wofür das Verfahren an sich sehr geeignet sein dürfte, sind in Vorbereitung.

Die Versuche lassen erkennen, daß mit den beschriebenen Streulichtphotozellen schwache Trübungen und Leuchterscheinungen in Gasen und Flüssigkeiten mit erheblicher Empfindlichkeit nachgewiesen und gemessen werden können. Die Grenze der Nachweisbarkeit liegt zur Zeit bei Konzentrationen der Größenordnung 10^{-5} bis 10^{-6} und wird sich bei lichtstärkerer Anordnung nach noch kleineren Werten hin verschieben lassen. Das Verfahren dürfte daher zum Nachweis von Verunreinigungen und Schwebstoffen in Gasen und Flüssigkeiten, z. B. Atemluft, Gasgemischen, Rauch- und Abgasen, Trinkwasser, Abwässer und Kühlflüssigkeiten, zur Prüfung und Überwachung solcher Systeme auf Schwebstofffreiheit brauchbar sein, desgleichen zur Untersuchung und Nachweis physikalischer, chemi-

1) G. Mie, Ann. d. Phys. (4) **25**, 377, 1908.
2) G. Jobst, Ann. d. Phys. (4) **78**, 157, 1925.
3) W. Mecklenburg, Koll.-Zeitschr. **14**, 172, 1914; **16**, 97, 1915.
4) J. G. Gurewitsch u. G. P. Lutschinsky, Koll.-Zeitschr. **16**, 24, 1932.
5) Für die Herstellung und Überlassung der notwendigen Quarzapparate sind wir der Firma F. Hüttinger, Freiburg (Herrn F. Hüttinger), sehr zu Dank verpflichtet.

1) Herrn Prof. Dr. E. Nißle (Staatliches Untersuchungsamt Freiburg) haben wir für die Überlassung der biologischen Präparate verbindlichsten Dank zu sagen.
2) M. Matsui, T. Noda und S. Jwai, Journ. soc. chem. ing. Japan **36**, 691, 1933.
3) Grignard, Rivat und Schatchard, Ann. chim. (9) **15**, 5, 1921.

scher oder biologischer Prozesse die mit dem Auftreten von Schwebstoffen, Trübungen, bzw. Trübungsänderungen verbunden sind, sowie zum Nachweis schwacher Leuchterscheinungen in Gasen und Flüssigkeiten.

Zusammenfassung.

Die Verwendbarkeit röhrenförmiger lichtelektrischer Zellen (Streulichtphotozellen) zur Untersuchung der Lichtstreuung in ruhenden und strömenden dispersen Medien (Aerosolen und Hydrosolen, sowie biologischen Präparaten) wird untersucht. Die Untersuchungen zeigen, daß mit den genannten Zellen in Aerosolen Konzentrationen der Größenordnung 10—100 mg/m³, in Hydrosolen Konzentrationen von 1—10 mg/liter noch nachgewiesen werden können, daß das Verfahren zum Nachweis von Streuprozessen in biologischen Präparaten (Blut, Bakterienkulturen), sowie zum Nachweis von Fluoreszenzen brauchbar ist.

Freiberg, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 24. August 1936.)

Die Abhängigkeit der Intensitäten der Rotationslinien einer Bande von den Anregungsbedingungen.

Bemerkung zu der gleichnamigen Arbeit von O. Herrmann[1]).

Von H. Brinkman.

§ 1. Wir betrachten die Anregung von Molekülen durch Elektronen bestimmter Geschwindigkeit in einem Gas, das so verdünnt ist, daß alle angeregten Teilchen ihre Energie nur durch Ausstrahlung verlieren und nicht etwa Stöße zweiter Art und ähnliches auftreten („Anregungsstrahlung"). Das Gas hat eine bestimmte Temperatur ($T \sim 300°$ K). Die Moleküle können durch die Zusammenstöße mit den Elektronen, falls die Stromdichte im Bündel genügend groß ist oder die Elektronen große Energien besitzen, so viel Translationsenergie erhalten, daß $T > 300°$ K wird; T hängt auch noch von anderen Umständen, wie z. B. von der Erhitzung durch die Glühkathode, ab.

Bei der Anregung von rotierenden Molekülen durch Elektronen hat man sich vorzustellen, daß das Rotationsimpulsmoment K sich nicht oder nur um ± 1 ändert. Praktisch werden nur die Elektronenkonfiguration und der Schwingungszustand des Moleküls anders. Die Rotationsenergie $\varepsilon_{rot} = hcB'K\,(K+1)$ wird sich nur geändert haben, falls $B' \neq B''$ (B' ist die Rotationskonstante des angeregten Moleküls, B'' bezieht sich auf das Molekül im Grundzustand).

Die Moleküle im Grundzustand sind nach dem Boltzmannschen Gesetz über die verschiedenen Rotationszustände verteilt. Der Verteilungsmodul ist gleich kT des Gases. Ist $B' = B''$, so ist die Verteilung der angeregten Teilchen über die verschiedenen Rotationszustände auch wieder Boltzmannisch mit demselben Verteilungsmodul wie für die Teilchen im Grundzustand. Darauf beruht die optische Bestimmung der Temperatur des Gases.

Ändert sich dagegen das Trägheitsmoment bei der Anregung, so gilt dieses Verteilungsgesetz nicht, da wegen der Seltenheit der Stöße sich nach erfolgter Anregung keine Gleichgewichtsverteilung über die Rotationszustände einstellen kann. Falls $B' > B''$, werden die Zustände mit großem ε_{rot} in bezug auf die mit kleinem ε_{rot} zu stark besetzt im Vergleich mit der Boltzmann-Verteilung der Temperatur T. Ist $B' < B''$, so liegt die Sache umgekehrt.

In beiden Fällen würde man im Falle von Anregungsstrahlung zu richtigen T-Werten kommen, wenn man bei der Berechnung von T aus dem Boltzmannschen Gesetz die Rotationskonstante B'' des Grundzustandes verwendet.

Für viele Moleküle gilt mit genügender Genauigkeit, daß $B' = B''$. Das ist auch der Fall bei der Anregung von N_2^+-Banden aus dem Grundzustand von N_2. Für die optische Bestimmung der Temperatur des Gases aus der Intensitätsverteilung im Bandenspektrum und den Zusammenhang von T mit verschiedenartigen Anregungsbedingungen (Entladungsmechanismen) verweisen wir auf die Literatur[1]).

§ 2. Auf Grund der obenstehenden kurzen Beschreibung der Anregung eines Moleküls durch Elektronen werden wir jetzt einige kritische Bemerkungen über die oben zitierte Untersuchung von O. Herrmann vorbringen. Herrmann beschreibt „eine Änderung der Rotationsverteilung bei direkter ungestörter Anregung (durch Elektronen) und Ausstrahlung". Wir glauben nicht, daß der von ihm gefundene Effekt reell sein kann. Weitere Experimente sind aber nötig, um über die Realität zu entscheiden.

Die Untersuchung Herrmanns wurde ausgeführt an der Bande $0 \to 0$ (λ 3914 Å) von N_2^+

1) O. Herrmann, Physik. Zeitschr. **37**, 100, 1936.

1) L. S. Ornstein und W. R. van Wijk, Zeitschr. f. Phys. **49**, 315, 1928; W. R. van Wijk, Zeitschr. f. Phys. **59**, 313, 1930; Dissertation d. Universität Utrecht, 1930; Zeitschr. f. Phys. **75**, 584, 1932; P. J. Haringhuizen, Dissertation d. Universität Utrecht, 1935; T. Hamada, Proc. Roy. Acad. Amsterdam **39**, 50, 1936; L. S. Ornstein und H. Brinkman, Physica **1**, 797, 1934.

Elektronengeschwindigkeit	Theoretische Formeln gültig für	T in $^\circ K$	$\frac{S+1}{S}$	Bemerkungen
28 Volt	schwache R-Linien starke R-Linien	380	1,79	Die Intensität von λ 3891,9 scheint 1,4mal zu groß.
35 Volt	schwache R-Linien	352	1,97*	
60 Volt	schwache R-Linien	330	1,87*	
80 Volt	schwache R-Linien	342	1,98*	Nur die Intensität von λ 3891,9 scheint 1,3mal zu groß.
100 Volt	schwache R-Linien starke R-Linien	350	1,82	Nur die Intensität von λ 3891,9 scheint 1,3mal zu groß.
120 Volt	schwache R-Linien starke R-Linien	360	1,68	Linie durch die Meßpunkte der schwachen R-Linien parallel zu der der starken R-Linien gezogen. $R(15)$, $R(16)$, $R(17)$ und $R(18)$ sind bis 1,6mal zu intensiv und bei der Konstruktion der Geraden außer Acht gelassen.
150 Volt	schwache R-Linien starke R-Linien	336	1,68	Linien $R(14)$ bis $R(18)$ bis 2mal zu stark und außer acht gelassen.
Hohlkathodenrohr	schwache R-Linien starke R-Linien	500	1,73	Temperatur im Hohlkathodenrohr an verschiedenen Emissionsstellen etwas verschieden?

(Elektronenübergang $^2\Sigma - {}^2\Sigma$, Energiedifferenz gegenüber dem Grundzustand des N_2-Moleküls 19 Volt; $B'_e = 2{,}007$ cm^{-1}, $B''_e = 2{,}086$ cm^{-1}; B' und B'' sind also praktisch gleich). Der Druck des Gases war 0,04 mm Hg.

Die in der dritten Kolonne von Tabelle I in Herrmanns Artikel mitgeteilten Zahlen m (nach Faßbender) sind nicht die richtigen Rotationsquantenzahlen K. Nach Childs[1]) laufen diese Zahlen für die Linien, die Herrmann gemessen hat, von 2–18 ($K = m - 1{,}5$).

Die theoretische Formel für die relativen Intensitäten der einzelnen Linien des R-Zweiges ($K+1 \to K$) lautet:

$$I_{R(K)}(:)(K+1)\cdot e^{-\frac{B'hc}{kT}(K+1)(K+2)}.$$

Wegen des Intensitätswechsels muß diese Formel gesondert angewendet werden für R-Linien mit geradem K (die „Starken") und für die mit ungeradem K (die „Schwachen").

Wenn man den Quotienten $\frac{I}{K+1}$ logarithmisch aufträgt gegen $(K+1)(K+2)$, dann wird sich zeigen, ob durch die Meßpunkte bei jeder Elektronengeschwindigkeit zwei gerade und parallele Linien zu ziehen sind, aus deren vertikalem Abstand in der logarithmischen Darstellung das Verhältnis der statistischen Gewichte $\frac{S+1}{S}$ der aufeinander folgenden Rotationszustände folgt. Daraus ist dann der Wert des Kernspins S der N-Atome zu berechnen. Aus der Neigung der Geraden berechnen wir die Temperatur, wobei es gleichgültig ist, welche B wir verwenden. Die theoretische Formel wird als gültig angenommen, falls keine systematischen Abweichungen > 10 Proz. auftreten.

Es stellt sich also heraus, daß immer für die schwachen R-Linien (K ungerade) die theoretische Formel gilt.

Bei 60 Volt findet Herrmann besondere Anregungseffekte für eine Anzahl von Rotationslinien. Aus unserer Verarbeitung des experimentellen Materials Herrmanns geht aber hervor, daß bei 60 Volt für die R-Linien mit ungeradem K die theoretische Formel sehr gut gültig ist. Von den starken R-Linien sind es nur die Linien mit $K = 4$, 6, 8 und 10, die zu große Intensität aufzuweisen scheinen. Für die übrigen Linien mit geradem K gilt nämlich dieselbe Formel wie für die schwachen R-Linien mit $T = 330^\circ K$; dann wird $\frac{S+1}{S} = 1{,}87$. Zwei Tatsachen weisen darauf hin, daß die zu großen Intensitätswerte von $R(4)$, (6), (8) und (10) von systematischen Meßfehlern herrühren:

1. Die Linien $R(4)$ und $R(10)$ haben fast gleiche Intensität, d. h. ein eventueller systematischer Fehler bei der Verwertung von Schwärzung zu Intensitäten sollte derselbe sein. Tatsächlich weichen diese Linien mit demselben Faktor (1,75) ab von den aus Formel (1) berechneten, falls diese für die Linien (R 2), $R(12)$, $R(14)$, $R(16)$ und $R(18)$ gültig angenommen wird.

[1]) W. H. J. Childs, Proc. Roy. Soc. London 137, 641, 1932.

Dasselbe gilt für die Linien R (6) und R (8). Diese Linien scheinen beide um einen Faktor 3 zu intensiv zu sein.

2. Eine eventuelle spezifische Anregung sollte nur bestehen für die Rotationszustände mit geradem K und nicht für die dazwischen liegenden Rotationszustände mit ungeradem K. Es scheint uns, daß ein solches anomales Verhalten des N_2-Moleküls gegenüber Elektronenanregung nicht bestehen wird.

Bei 35 und 80 Volt verhalten sich die schwachen R-Linien wieder normal. Die relativen Intensitäten der starken R-Linien weichen bis 20 Proz. von dem theoretischen Verlauf ab. Die systematischen Abweichungen wollen wir auch hier, aus denselben zwei Gründen wie bei 60 Volt, auf Meßfehler zurückführen.

Bei 120- und 150-Volt-Geschwindigkeit der Elektronen zeigen die höheren Rotationslinien zu große Intensitäten. Es kann sein, daß diese Abweichungen von der theoretischen Formel wohl reell sind, denn sie treten sowohl für die „schwachen" wie für die „starken" R-Linien auf. Lindh[1]) findet sie aber nicht.

Die Unterschiede in den Intensitätsverläufen des R-Zweiges in einem Hohlkathodenrohr und in der Herrmannschen Anregungsapparatur sind wegen der verschiedenen Werte der Temperatur des Gases leicht zu verstehen. Prinzipielle Unterschiede, die mit dem Anregungsmechanismus zusammenhängen, können wir dabei nicht entdecken.

Aus der Tabelle geht hervor, daß unter Weglassung der mit einem Stern versehenen Werte der mittlere Wert von $\frac{S+1}{S}$ zu 1,75 bestimmt wurde, was bedeutend verschieden ist von 2,0, wie es die Theorie fordert und durch genaue Messungen von van Wijk[2]) bestimmt wurde.

Die Intensitätsmessungen Herrmanns scheinen also nicht sehr genau zu sein. Dem Verlauf der Werte von T wollen wir deswegen auch kein großes Gewicht zuerkennen. T beträgt im Mittel 80° C.

§ 3. Nach vorstehender Auffassung ist die Wahrscheinlichkeit für die Entstehung eines Moleküls mit angeregter Elektronenkonfiguration als unabhängig von der Rotationsenergie des Moleküls zu betrachten. Die absolute Ausbeute (a. A.) der Anregung eines rotierenden Moleküls (in einem bestimmten Schwingungszustand) ist für die verschiedenen Schwingungszustände, in die das Molekül bei der Anregung übergehen kann, verschieden; das Molekül ändert seine Rotationsenergie aber praktisch nicht ($B' = B''$). Die a. A. ist für alle Bandenlinien dieselbe. Daß die Rotationslinien verschiedene Intensitäten haben, kommt daher, daß von vornherein schon eine Boltzmann-Verteilung über die Rotationszustände der nicht angeregten Moleküle vorlag. Weiter ist für alle Rotationslinien die Ausstrahlungswahrscheinlichkeit dieselbe.

Nennen wir α die a. A. für die Anregung eines rotierenden Moleküls beim Übergang in einen Zustand mit bestimmter Elektronenkonfiguration und Schwingung, aber mit gleichem Rotationsimpulsmoment. Wenn man aus der Totalintensität einer Bande die a. A. berechnet (wie es Herrmann[1]) gemacht hat), bestimmt man die Größe α. Das kommt daher, daß man auch bei der Abzählung von der Anzahl von stoßenden Elektronen integriert. Man summiert dabei in derselben Weise wie bei der Messung der Summe der Intensitäten aller Rotationslinien. Das ist aber nur der Fall, wenn nicht nur der Anregungsquerschnitt, sondern auch der Stoßquerschnitt als Ganzes unabhängig ist von der Rotationsenergie des Moleküls.

Herrmann hat in Tabelle II seiner Arbeit in dieser Zeitschrift die a. A. der einzelnen Rotationslinien proportional mit den Intensitäten dieser Linien genommen. Das ist unrichtig. Bei der Bestimmung der a. A. einer einzigen Rotationslinie hat man zu bedenken, daß die nicht-angeregten Moleküle schon rotieren. Bei der Bestimmung der Anzahl stoßender Elektronen hat man also auch nur jenen Bruchteil davon zu nehmen, der ein Molekül mit bestimmter Rotationsenergie getroffen hat. Zusammen mit unserer Behauptung, daß K fast nicht geändert wird, kommt man dann wieder auf dieselbe a. A. für alle Rotationslinien, und zwar eben diejenige, die aus der Messung der Totalintensitäten folgt.

Zusammenfassung.

Die von O. Herrmann mitgeteilte „Änderung der Rotationsverteilung bei direkter ungestörter Anregung und Ausstrahlung" ist durch Betrachtung des Anregungsmechanismus der verschiedenen Rotationszustände eines Moleküls nicht zu verstehen. Seine Effekte werden als Meßfehler gedeutet.

Die einzelnen Rotationslinien einer Bande haben dieselbe absolute Ausbeute. Herrmanns Werte sind unrichtig.

1) A. E. Lindh, Zeitschr. f. Phys. **67**, 67, 1931.
2) W. R. van Wijk, Dissertation Utrecht, 1930; Zeitschr. f. Phys. **59**, 313, 1930.

1) O. Herrmann, Ann. d. Phys. **25**, 166, 1936; vgl. G. O. Langstroth, Proc. Roy. Soc. London **146**, 166, 1934; **150**, 371, 1935.

Utrecht, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 7. April 1936.)

Erwiderung zu der Bemerkung von H. Brinkman über „Die Abhängigkeit der Intensitäten der Rotationslinien einer Bande von den Anregungsbedingungen[1]).

Von O. Herrmann.

Herr Brinkman hält es für wahrscheinlich, daß die von mir in obengenannter Notiz mitgeteilte Anomalität in der Rotationsverteilung der Stickstoffbanden durch einen Meßfehler bedingt sein könnte. Es ist selbstverständlich, daß die gemachte Beobachtung völlig unerwartet ist und noch einer eingehenden Untersuchung bedarf. Da ich selbst keine Möglichkeit habe, die Versuche fortzusetzen, habe ich das Ergebnis zur Diskussion gestellt und würde weitere Versuche von anderer Seite nur begrüßen. Aus der Tatsache aber, daß die Ergebnisse der Messungen zum Teil den theoretischen Erwartungen widersprechen, kann meiner Einsicht nach nicht auf einen Meßfehler geschlossen werden. In § 2 seiner Erwiderung berechnet Herr Brinkman aus meinen Messungen den von van Wijk zu 2,0 gefundenen Wert zu 1,75. Die Anomalität wurde besonders zwischen 28 und 100 Volt Elektronengeschwindigkeit beobachtet. Berücksichtigt man alle in diesem Bereich von mir gemessenen Werte, so ergibt der Mittelwert 1,89. Ferner ist zu sagen, daß van Wijk bei einer gewöhnlichen Entladung gemessen hat, also unter einfachsten Verhältnissen, während meine Messungen bei geringsten Drucken und Elektronenströmen unter schwierigen Bedingungen, aber worauf es bei meinen Versuchen ankam, bei einwandfreier Elektronengeschwindigkeitsverteilung gemacht wurden. Letzteres bedingt einen größeren Meßfehler. Die Voraussetzung der Verwertbarkeit der Ergebnisse solcher Intensitätsmessungen ist natürlich die exakte Ermittlung der Schwärzungskurve, deren Bestimmung aber keineswegs die größte Schwierigkeit bei der Untersuchung darstellt. Die von Herrn Brinkman in § 2 angeführte Deutung unter Hinzuziehung einer für gültig angenommenen theoretischen Formel kann ich nicht für stichhaltig erachten. Ich muß Herrn Brinkman zugeben (§ 3), daß der Ausdruck „absolute Ausbeute" für die in Tabelle II von mir mitgeteilten Werte nicht glücklich gewählt wurde. Obwohl die Werte in diesem Zusammenhang nicht an Bedeutung verlieren, wäre eine andere Bezeichnung (etwa „Ausbeuteanteil") richtiger gewesen.

Düsseldorf, Juli 1936.

(Eingegangen 28. Juli 1936.)

1) O. Herrmann, Physik. Zeitschr. **37**, 100, 1936.

BESPRECHUNGEN.

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

Richard Gans und Bernhard Mrowka, Beiträge zur Theorie des Atommagnetismus. Schriften der Königsberger Gelehrten-Gesellschaft, 11. Jahrg., Heft 4. Gr.-8°. 47 S. Halle 1934. Max Niemeyer Verlag. RM 2.80.

Der erste Teil des Heftes behandelt eine Frage, über die in der Literatur eine gewisse Verwirrung herrscht: das Paradoxon, daß bei konsequenter Anwendung der klassischen Elektrodynamik und Statistik alle Stoffe unmagnetisch wären. Die Verfasser zeigen, daß dieses Resultat erst durch die Wände der Gefäße bedingt ist. Sobald man diskrete Energiezustände annimmt, hat man den klassischen Boden verlassen und erhält dann natürlich Magnetismus. Im zweiten Teil wird die wellenmechanische Behandlung des Magnetismus vorgenommen und auf den Magnetismus der H_2-Molekel angewandt. Dieses System ist aus dem Grunde von Bedeutung, weil man bei einer zuverlässigen Berechnung des Magnetismus der Elektronenhülle aus den experimentellen Daten den Einfluß des Kernmagnetismus ermitteln kann. Gerade wegen dieses letzten Abschnittes ist die Schrift empfehlenswert. G. Joos.

F. Rasetti, Il Nucleo Atomico. 232 S. Mit 46 Fig. und 35 Tab. Bologna 1936. N. Zanichelli. L. 50.—.

Als dritter Band einer Reihe italienischer atomphysikalischer Monographien stellt dieses Buch die wichtigsten Züge der Physik des Atomkerns dar. Der Ausgangspunkt ist die Beschreibung der experimentellen Methoden und Ergebnisse, doch werden auch die theoretischen Ergebnisse, die zum Verständnis der Experimente notwendig sind, besprochen und in den meisten Fällen abgeleitet.

Die beiden ersten Kapitel stellen die Apparaturen zur Untersuchung der Kernstrahlungen und die allgemeinen Gesetzmäßigkeiten der Radioaktivität zusammen. Das dritte Kapitel gibt eine Übersicht über α-, β- und γ-Strahlen und ihren Durchgang durch Materie; die theoretischen Formeln werden abgeleitet, soweit dies klassisch möglich ist, und mit der Erfahrung verglichen. Das vierte Kapitel enthält ausführliche Daten über den α-Zerfall und die γ-Strahlung radioaktiver Kerne mit einer Ableitung der Gamowschen Formel und einer gründlichen Diskussion der angeregten

Zustände der Kerne. Das fünfte Kapitel bringt die Grundlagen der Isotopensystematik und des Tröpfchenmodells sowie eine Darstellung der Heisenberg-Majoranaschen Theorie der Austauschkraft und der Fermischen Theorie des β-Zerfalls. Das sechste Kapitel gibt schließlich einen Überblick über die künstliche Kernumwandlung.

Das Buch bildet ein schönes Beispiel für die enge Verbindung experimenteller und theoretischer Denkweise, die in der Schule von Fermi, unter stärkster Mitarbeit des Verfassers, zu so großen Erfolgen geführt hat. Man möchte wünschen, daß es auch deutschen Lesern zugänglich wäre.

C. F. v. Weizsäcker.

Vorlesungsverzeichnis für das Winterhalbjahr 1936/37.

Technische Hochschule Aachen. **Starke:** Experimentalphysik I, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium: Praktikum, 4 und 2, für Vorgeschrittene, 4; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Seitz), nach Vereinbarung, g. — **Seitz:** Wärmetheorie, 4, Übungen, 1; Übungen im physikalischen Praktikum, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **Wieselsberger:** Strömungslehre I und II, 2, Übungen, 2; Angewandte Aerodynamik, 2, Übungen, 2; Seminar über Fragen der Aerodynamik und Flugtechnik, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten in Aerodynamik und Flugtechnik, tägl. — **Kirschbaum:** Ausgewählte Kapitel der Physik: Röntgenspektroskopie, 1; Seminaristische Übungen und Ergänzungen zur Experimentalphysik, 1; Ausgewählte Kapitel der Photographie, 1, Übungen, 2. — **Fucks:** Ausgewählte Kapitel der klassischen theoretischen Physik, 3. —

Universität Basel. **Hagenbach:** Experimentalphysik II, 6; Physikalisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl., für Anfänger, 8; Physikalisches Kolloquium (mit Zickendraht und Wehrli), 14tägig, 2 g. — **Matthies:** Elektrizitätstheorie, 4, Übungen, 1; Kinetische Theorie der Materie, 2, Übungen, 1; Mathematisch-physikalisches Seminar, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, 1. — **Zickendraht:** Hochfrequente Wechselströme, Radiotelegraphie und -telephonie II, 2; Radiopraktikum II, 3; Repetitorium der Elektrizitätslehre, 1. — **Zehnder:** Geschichte der Physik, 1; Die tiefsten Grundlagen der Physik und Chemie, 1. — **Wehrli:** Methoden zur Erforschung der Molekularstruktur, 2. — **Flatt jun.:** Technische Gasreaktionen, 2. — **Miescher:** Absorption und Dispersion, 1; Mathematisch-physikalische Übungen, 1. —

Technische Hochschule Berlin. **Geiger:** Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen für Fortgeschrittene (mit Kopfermann), 8; Praktische Arbeiten im Physikalischen Institut, tägl. — **Westphal:** Physikalische Übungen, 4, Ergänzungen für Physiker, 2 g. — **R. Becker:** Theorie der Wärme, 1, Übungen, 2; Mechanik I, 3, Übungen, 2; Seminar über neuere theoretische Physik, 2 g; Kolloquium über neue Probleme der Physik, 14tägig, 2 g; Kolloquium über Probleme der technischen Physik (mit Engl, Gehrts, Leithäuser, Seegert, Schachenmeier und Weidert), 14tägig, 2. — **K. E. Bekker:** Ausgewählte Kapitel der technischen Physik, 1; Physikalisch-technisches Praktikum, nach Vereinbarung; Experimentalballistik I, mit Versuchen, 2; Physikalisch-technische Forschungsarbeiten, tägl.; Innere Ballistik, 2, Übungen, 1. — **Schmidt:** Ausgewählte Fragen der Wärmemeß- und Regeltechnik I, nach Vereinbarung. — **Ramsauer:** Physikalisch-technische Arbeiten, nach Verabredung. — **Schachenmeier:** Ausgewählte Probleme der theoretischen Physik, 1; Allgemeine Meßtechnik: Grundlagen und praktische Anwendungen, 1. — **Gehrts:** Wirkungsweise, Bau und Berechnung von Elektronenröhren I, 2, II, 2; Fernsehen, 2. — **Wallot:** Theorie der Röhrenschaltungen, 2. — **Kopfermann:** Spektroskopie, 2. — **Frerichs:** Apparate und Methoden der spektroskopischen Forschung, 1. — **Engl:** Tonfilmtechnik, 1; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl. — **Weidert:** Geometrische Optik I, 2, Übungen, nach Vereinbarung g; Seminar für optisches Rechnen I und II, 2; Theorie und Wirkungsweise der optischen Instrumente I und II, 2; Übungen im Gebrauch optischer Instrumente I und II, 4; Optische Laboratoriumsarbeiten für Fortgeschrittene, tägl.; Lichtkundliche Übungen: Lichttechnik, optische Instrumente, Photographie (mit Arndt und Stenger), 2; Kolloquium über neuere Probleme der technischen Optik (mit Picht), 14tägig, $1^1/_2$ g. — **Picht:** Das photographische Objektiv, 1; Theorie der physikalischen Optik, 3, Übungen, 1. — **Berthold:** Zerstörungsfreie Werkstoffprüfung: Röntgen-, Magnet-Feinstruktur-Verfahren, 2, Übungen, 2. — **Jung:** Geophysikalische Übungen, 14tägig, 2; Geophysikalisches Kolloquium (mit Reich), 14tägig, 2. —

Universität Bern. **Greinacher:** Experimentalphysik: Wärme, Elektrizität, Magnetismus, 5, Ergänzungen, 1; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Gruner), 14tägig, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 3 halbe Tage; Physikalisches Vollpraktikum, tägl. — **Gruner:** Optik, 4; Molekulare Wärmetheorie, 3; Seminar für theoretische Physik, nach Vereinbarung; Einführung in die theoretische Physik, 1. — **Koestler:** Differential- und Integralrechnung für Naturwissenschaftler, 1–2; Analytische Mechanik, 1–2; Theorie des elektrischen Schwingungskreises, 1–2. — **König:** Einführung in die technische Akustik, mit Demonstrationen, 1. —

Universität Breslau. **Schaefer:** Elementare Experimentalphysik: Akustik, Wärme, Elektrizität, Optik, 6; Physikalisches Kolloquium (mit Fues, Steubing und Waetzmann), 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Bergmann und Matossi), 3 oder 6, für Mediziner, Pharmazeuten und Landwirte, 3, für Fortgeschrittene (mit Steubing, Bergmann und Matossi), tägl. — **Steubing:** Allgemeine Meteorologie, 1; Physikalische Meßmethoden und Meßtechnik für Fortgeschrittene, 2; Handfertigkeitspraktikum, 3; Seminaristisch-didaktische Übungen für Lehramtskandidaten (mit Gross), 2; Übungen in der Ausführung physikalischer Experimente im Schulunterricht (mit Gross), 2. — **Bergmann:** Schwingungsprobleme in der Physik, mit Versuchen, 2,

Hochfrequenzpraktikum, 2. — **Matossi:** Interferenz und Beugung des Lichts und der Materie, mit Versuchen, 2; Theoretische Physik VI: Quantentheorie, 3, Übungen, 2. — **Gross:** Schulphysik II; Ausgewählte Kapitel aus Magnetismus, Elektrizität, Optik, 1; Großtaten deutscher Technik, mit Experimenten und Besichtigungen, 3. — **Fues:** Theoretische Physik III: Elektrodynamik, 4, Übungen, 3; Seminar über ausgewählte Fragen der theoretischen Physik, nach Vereinbarung. — **Jüttner:** Einführung in die theoretische Physik, 2. — **Ludloff:** Über den Bau des Atomkerns, 2. —

Technische Hochschule Brünn. Lohr: Allgemeine und technische Physik: Elektromagnetische Erscheinungen und Optik, $3^1/_2$; Technische Physik II: Elektromagnetische Erscheinungen, 3; Physikalisches Praktikum, 4 und 3; Physikalisches Kolloquium, 1. — **Schoklitsch:** Meteorologie und Klimatologie, 3. —

Bergakademie Clausthal. Valentiner: Experimentalphysik II: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 4; Physikalische Grundlagen der Wärmetechnik, $1^1/_2$ g; Physikalisches Praktikum, 3; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Rössiger:** Einführung in die allgemeine Geophysik, mit Übungen, 2; Grundlagen der Atomphysik, 1 g. —

Technische Hochschule Danzig. Buchwald: Quantenmechanik, 2, Übungen, 14tägig, 1 g; Grundlagen der Thermodynamik, 2; Arbeiten für Fortgeschrittene, 12; Atomphysik, 2; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene I (mit Kossel), 8; Physikalisches Kolloquium (mit Kossel), 1 g. — **Kalähne:** Physik der Hochfrequenz I, 1; Photographieren und Reproduktionsverfahren, 1; Das Licht und seine Wirkungen, 1; Übungen in Photographie I, 3, II, 4; Photophysikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 12; Radiophysikalisches Praktikum I und II, 4, für Fortgeschrittene, 12. — **Kossel:** Experimentalphysik I, 4, Ergänzungen, 1; Die Erforschung der Atom- und Molekülstruktur durch Elektronen- und Röntgenstrahlen, 1; Kleines physikalisches Praktikum I (mit Wolf), 4, II und III, 3; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene II, 12 und 4. — **Wolf:** Physik der Atomkerne, 1; Demonstrationspraktikum, 2, Übungen, 2; Einführung in das kleine physikalische Praktikum, 1; Handfertigkeitspraktikum, 4. —

Technische Hochschule Darmstadt. Rau: Experimentalphysik unter besonderer Berücksichtigung der technischen Anwendungen: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Schwingungslehre, einschließlich Akustik, Geometrische Optik, Farbenlehre, Wellenlehre des Lichtes, 5; Physikalische Übungen, 3 Nachmittage, für Fortgeschrittene, 2 Tage; Physikalisches Seminar, 1; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik, nach Vereinbarung; Physikalisches Kolloquium (mit Scherzer und Vieweg), 1 g; Werkstattkurs, 3. — **Vieweg:** Technische Physik einschließlich physikalische Meßkunde: Ausgewählte Kapitel aus Wärmelehre und Optik, 3; Schwierigere Meßverfahren (Registrierung u. a.), 1; Übungen in technischer Physik, 6; Arbeiten in technischer Physik für Fortgeschrittene, 12; Selbständige Arbeiten in technischer Physik, nach Vereinbarung; Seminar über Fragen in der technischen Physik, 1. — **Scherzer:** Theorie der Wärme, 3, Übungen, 2; Einführung in die theoretische Physik, 2; Ausgewählte Fragen der Quantentheorie, 1; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten; Kolloquium über Kernphysik (mit Finkelnburg), für Fortgeschrittene, 2 g. — **Stintzing:** Röntgentechnik I, 2, Übungen, 1; Röntgenpraktikum I, 3, II, 6; Selbständige Arbeiten auf dem Röntgengebiet, tägl.; Röntgenseminar, 2 g. — **Finkelnburg:** Atomphysik II: Struktur der Materie, 2; Ausgewählte Kapitel der Astrophysik, 1. — **Reutlinger:** Geophysik I: Schweremessung, Seismik, 1, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der Geophysik, 2; Meßmethoden und Meßgeräte mechanischer Schwingungen, 2; Übungen in mechanischer Schwingungsmeßtechnik, 3; Selbständige Arbeiten in Schwingungsmeßtechnik und Apparatebau, nach Vereinbarung; Apparatebau und Bauelemente der feinmechanischen Konstruktion, 1, Übungen, 1; Kolloquium in Apparatebau, 1 g. — **Georgii:** Allgemeine Flugmeteorologie, 2; Spezielle Klimatologie, 2; Ausgewählte Kapitel aus der allgemeinen Meteorologie, 1; Flugmeteorologisches Praktikum, Meßflüge, wetterkundliche Übungen, 2; Flugmeteorologisches Kolloquium, 2; Wetterdienstübungen, 4. —

Universität Erlangen. Gudden: Experimentalphysik I: Mechanik, Schwingungslehre, Wärme, 4; Übungen im Beobachten und Messen für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene (mit Mönch), 8; Übungen (mündlich und schriftlich) für Lehramtsanwärter, 1; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Besprechung physikalischer Tagesfragen (mit Mönch, Reiger, Rump), 1. — **Mönch:** Experimentalphysik: Atomphysik, 2. — **Reiger:** Theoretische Physik: Mechanik, 4, Übungen für Anfänger, 1, für Fortgeschrittene: Theoretische Physik, 1; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Rump:** Physik der Röntgenstrahlen, für Mediziner, 1. —

Universität Frankfurt a. M. Meißner: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Ausgewählte Kapitel der Atomphysik I, 1; Höhere Experimentalphysik: Mechanik, Wellenlehre, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Madelung), 14tägig, 2; Physikalisches Praktikum, für Anfänger, 4, für Mediziner und Pharmazeuten, 2, für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Madelung:** Mechanik, 4, Übungen, nach Vereinbarung; Quantenmechanik II, 1; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Seddig:** Physik der Nachrichtenmittel I, 2; Praktikum der angewandten Physik, 3; Kleines elektrotechnisches Praktikum, 3 und 6; Großes elektrotechnisches Praktikum, nach Vereinbarung; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten: Angewandte Physik, tägl.; Kolloquium über angewandte Physik, 14tägig, 2; Photographisches Praktikum, 4 und 8. — **Gramberg:** Maschinenkunde, insbesondere für Chemiestudierende, 2. — **Rajewsky:** Einführung in die medizinische Physik und Biophysik: Mathematisches Rüstzeug und Grundprinzipien der Physik, 1; Röntgenstrahlen, $1^1/_2$; Kolloquium über medizinische Physik und Biophysik, 2; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, ganz- und halbtägig; Röntgenologisches Praktikum (mit Holfelder), 3; Biologisches Kolloquium (mit Bethe, Felix und Külz), 2; Biophysikalisches Seminar: Kurzwellen, 14tägig, 2. — **Wilhelmy:** Physikalische Umwelt und Leben, 1. — **Linke:** Allgemeine Meteorologie, 3; Meteorologisch-optische Erscheinungen, 1; Leitung selbständiger Arbeiten, halbtägig; Meteorologisch-physikalisches Kolloquium (mit Mügge und Baur), 2. — **Mügge:** Theo-

retische Meteorologie I: Statik und Thermodynamik der Atmosphäre, 3; Einführung in die Erdbebenkunde, 1; Wetterbesprechungen, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, halbtägig. — **Baur:** Einführung in die Vektörrechnung, nebst Anwendung in der theoretischen Meteorologie, 1. —

Bergakademie Freiberg. **Aeckerlein:** Experimentalphysik, 4, Ergänzung, 2; Physikalische Übungen, 2. — **Lorenser:** Angewandte Geophysik, 1, Übungen, 1. —

Universität Freiburg i. Br. **N. N.:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, Optik, 4, Ergänzungen, 1; Praktikum, 2; Theoretische Physik I: Mechanik der kontinuierlichen Materie, 4; Physikalische Übungen, 6; Physikalisches Kolloquium, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Klumb:** Experimentalphysik IIIa: Optik aller Wellenlängen, 3; Ionen und Elektronen, 1; Physikalisches Proseminar, 1. — **Kast:** Technische Physik I: Elektrizität, 3; Physikalische Übungen für Fortgeschrittene, 6; Handfertigkeitsübungen für Anfänger, 4. — **Hammer:** Elektrizitätsleitung in Gasen, 1 g. —

Universität Freiburg (Schweiz). **Schmid:** Experimentalphysik, 5, Ergänzungen, 1, Repetitorium, 1; Physikalisches Praktikum für Mediziner, 3, für Pharmazeuten, 4; Anfängerpraktikum für Naturwissenschaftler, 12; Physikalisches Praktikum und Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Huber:** Mechanik, 4. — **Brasey:** Strahlenenergie und Materie, 3. —

Universität Gießen. **Gerthsen:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Atomzertrümmerung und künstliche Radioaktivität, mit Experimenten, 1 g; Seminar über moderne experimentalphysikalische Arbeiten, 14tägig, 2 g; Physikalisches Praktikum für Physiker und Naturwissenschaftler, 6, für Chemiker und Pharmazeuten (mit Cermak), 3; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten (mit Cermak), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Bechert und Cermak), 14tägig, 2 g. — **Cermak:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene: Gesamte Spektralanalyse, 2; Handfertigkeitspraktikum, 3; Physikalisches Seminar für Lehramtskandidaten, 14tägig, 2. — **Bechert:** Mechanik, 3, Übungen, 1; Atomtheorie, 3; Seminar über moderne Fragen der theoretischen Physik, 14tägig, $1^1/_2$ g. — **Uller:** Elektrische Schwingungen und Wellen, Radiotechnik II, 1; Strömungs- und Fluglehre, 2; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, tägl. — **Lihotzky:** Geometrische Optik vom Standpunkt des Physikers, 1; Kolloquium über Fragen der angewandten Optik, 1 g. — **N. N.:** Synoptische Meteorologie, 2. —

Universität Graz. **Benndorf:** Experimentalphysik, Elektrodynamik, 3; Physikalisches Seminar: Lösung physikalischer Aufgaben, 2; Physikalische Übungen für Anfänger I (mit Rumpf), 4, II (mit Székely), 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Besprechung physikalischer Fragen (mit Rumpf und Székely), 1. — **Rumpf:** Einführung in die Experimentalphysik I: Mechanik, Optik, Wärme, 5. — **Rosenberg:** Methodik des Unterrichtes in der Physik, 1; Übungen in der Anstellung physikalischer Schulversuche, 2. — **Székely:** Die wissenschaftlichen Grundlagen des Tonfilms, 1. — **Wegener:** Meteorologie, 4; Seismik, 1. —

Technische Hochschule Graz. **Kohlrausch:** Physik I: Optik, 4, II: Wärmelehre, 4, IV: Aufbau der Materie, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus der chemischen Physik, 20; Physikalisches Praktikum, 6 und 2. —

Universität Greifswald. **Krüger:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner und Pharmazeuten, 2; Praktikum der angewandten Elektrizitätslehre (mit Sommer), 3; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl.; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten (Kolloquium) (mit Reinkober und Sommer), $1^1/_2$ g. — **Seeliger:** Kursvorlesung III: Theoretische Optik, 3, Übungen und Ergänzungen, 14tägig, 2; Seminar für Fortgeschrittene: Steuerentladungen, 14tägig, 2 g; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen, tägl. — **Reinkober:** Physik der Atmosphäre, 1; Physikalische Maßeinheiten und Messmethoden II: Elektrizität und Optik, 1; Physikalische Probleme im Heeresdienst, 1 g; Seminaristische Übungen zur Physik (mit Sommer), 2; Physikalisches Handfertigkeitspraktikum, 3. — **Sommer:** Technische Wärmelehre, 2, Übungen, 1 g; Ausgewählte Kapitel aus der Elektroakustik, 1; Seminaristische Übungen zur Aeromechanik, 2 g. —

Universität Halle. **Hoffmann:** Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum, für Anfänger und Fortgeschrittene, 6, für Landwirte und Pharmazeuten, 2; Physikalisches Proseminar, 2; Physikalisches Kolloquium, 2 g; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten (mit Pose), tägl. — **Smekal:** Mechanik, 4, Übungen, 1 g; Elektrizitätsleitung der Metalle, 1; Seminar für theoretische Physik, 2 g; Anleitung zu selbständigen theoretischen oder experimentellen physikalischen Arbeiten, tägl. — **Pose:** Höhere Optik, 2; Physik der Klänge, 1; Demonstrationsübungen, 2; Handfertigkeitspraktikum, 3. —

Universität Hamburg. **Koch:** Experimentalphysik I: Wärme, Elektrizität, 3; Physikalisches Praktikum (mit Goos, Meyer und Müller), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen (mit Tams, Goos und Meyer), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Lenz, Möller und Harteck), 2 g. — **Lenz:** Mechanik II, mit Übungen, 4; Die Prinzipien der klassischen und der Quantenmechanik I für Anfänger, 1; Theoretisch-physikalisches Vortragsseminar, 2 g. — **Goos:** Die optischen Instrumente, 1. — **Meyer:** Physik der Röntgenstrahlen, 1; Physikalisches Proseminar (mit Knauer und Jensen), 2. — **Knauer:** Einführung in die Radioaktivität, 1. — **Müller:** Anleitung zur Ausführung von physikalischen Schulversuchen, 2. — **Möller:** Wechselstromtechnik, mit Versuchen, 2, Übungen, 1; Elektrotechnisches Praktikum, 10; Behandlung von Schwingungsaufgaben mit komplexen Amplituden, 1; Flugtechnik mit Versuchen, 1; Gewerbelehrerpraktikum, 5; Physikalisch-technisches Kolloquium (mit Hagen), 2; Wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener (mit Hagen), tägl. — **Schott:** Geophysikalisches Kolloquium (mit Raethjen, König, Schulz, Tams und Kuhlbrodt), 14tägig, $1^1/_2$ g. — **Jensen:** Die Schwankungen der atmosphärischen Lichtdurchlässigkeit, 1. — **Tams:** Grundzüge der Erdbebenforschung, 1; Geophysikalische Verfahren zur Auffindung nutzbarer Lagerstätten, 1; Seismische Übungen, 2;

Seminar über die Physik der festen Erde, 14tägig, 2 g. — **Raethjen:** Thermodynamik der Atmosphäre, 2; Übungen, 14tägig, 2; Meteorologisches Praktikum, 3; Besprechung meteorologischer Arbeiten, 2; Meteorologische Forschungsarbeiten, tägl. — **N. N.:** Flugmeteorologie I, 1. — **Kuhlbrodt:** Allgemeine Klimatologie II, unter besonderer Berücksichtigung allgemeiner Probleme der maritimen Klimatologie, 1. — **König:** Übungen im Zeichnen und Gebrauch von Wetterkarten, 2. —

Technische Hochschule Hannover. **Bartels:** Experimentalphysik, 4; Physikalisches Praktikum II, 4. III, 6; Arbeiten im physikalischen Laboratorium für Fortgeschrittene, ganz- und halbtägig. — **Hase:** Temperaturmessung, 1; Technisch-physikalisches Praktikum, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten im Institut für technische Physik, nach Vereinbarung. — **Schlomka:** Thermodynamik, 3. Übungen, 2; Vektoranalysis, 2. — **Seilkopf:** Synoptische Meteorologie: Wetterkunde und Wettervorhersage, 2. — **Kruse:** Hochfrequenzphysik und Hochfrequenztechnik I: Schwingungskreise, Schaltelemente, Kopplungen, Elektronenröhren, 2; Hochfrequenzpraktikum, 4 und 3. —

Universität Heidelberg. **Becker:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 3; Atommechanik, für Fortgeschrittene, 1; Physikalisches Praktikum (mit Schmidt), 6 und 3; Physikalisches Großpraktikum, tägl. außer Sonnabend; Selbständige physikalische Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Seminar (mit Schmidt und Wesch), $1^1/_2$ g. — **N. N.:** Theoretische Mechanik, 4; Kinetische Gastheorie, 1; Theoretisch-physikalische Übungen, $1^1/_2$. — **Schmidt:** Radiologie: Der Bau der Atome, 2; Die Lenardphosphore, 1; Selbständige physikalisch-technische Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Übungen in der Fernsprech- und Funktechnik (mit Wesch), 3 g. — **Wesch:** Funktechnik III: Röhren, 1; Theorie der Schwingungen: Mechanische und akustische Schwingungen einschließlich Ultraschall, 1. — **Bothe:** Kolloquium über naturwissenschaftlich-medizinische Arbeiten (mit Kuhn), 14tägig, 1 g. —

Universität Innsbruck. **Lerch:** Experimentalphysik I, 5; Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten (mit Tagger), 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, 10; Besprechung neuer physikalischer Arbeiten (mit Hess, March, Tagger), 14tägig, 1 g; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten (mit March, Tagger und Steinmaurer), 14tägig, 1. — **Hess:** Elektrizität und Magnetismus, 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten Vorgeschrittener, 10. — **March:** Mechanik I, 5; Seminarübungen, 2. — **Sonvico:** Wechselstromtechnik, 2 g. — **Tagger:** Physikalische Meßapparate und Meßmethoden, Einführung ins Praktikum, 2. — **Steinmaurer:** Physikalische Probleme der Ultrastrahlung, 2. — **Oberguggenberger:** Astrophysik I: Die Grundlagen der astrophysikalischen Forschung, 4; Astrophotographie, 1; Praktische Übungen auf der Sternwarte, 5. — **Wagner:** Allgemeine Meteorologie, 5; Besprechung neuer wissenschaftlicher Arbeiten (mit Ekhart), 1; Wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener, 10. — **Ekhart:** Meteorologie und klimatische Grundzüge des alpinen Winters, 1. —

Universität Jena. **Kulenkampff:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, Optik, 4; Physikalisches Praktikum, für Mathematiker und Physiker (mit Hanle und Wisshak), 6, für Chemiker und Pharmazeuten, 4, Kleines Praktikum, $3^1/_2$, für Fortgeschrittene, 10; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten (mit Wien, Straubel, Hettner und Hanle), tägl.; Besprechung von Arbeiten aus dem Physikalischen Institut (mit Hettner), 14tägig, 2 g; Physikalisches Kolloquium (mit Wien, Esau, Kühl und Hettner), 2 g. — **Hettner:** Mechanik, mit Übungen, 4; Theorie der Wärmestrahlung, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar für Fortgeschrittene (mit Wessel), 1 g; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, tägl. — **Bauersfeld:** Theorie des Kreisels und seiner Anwendungen, 1. — **Hanle:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene II: Optik, 2; Handfertigkeitspraktikum, 3. — **Wessel:** Molekülspektren, 2. — **Wisshak:** Physik des Atomkerns: Radioaktivität, Isotopie, Elementumwandlung, 1. — **Esau:** Hochfrequenztechnik, 3; Technische Akustik, 1; Technisch-physikalisches Praktikum, 3; Großes technisch-physikalisches Praktikum, tägl.; Technisch-physikalisches Seminar, 2 g. — **Kühl:** Brechung und Reflexion des Lichts, 3; Phosphoreszenz und Fluoreszenz, 3; Optisches Praktikum, 4; Mikroskopisches Praktikum, 2; Optisches Kolloquium, 14tägig, 2 g; Leitung selbständiger Arbeiten, tägl. — **Siedentopf:** Dunkelfeldbeleuchtung und Ultramikroskopie, 1. — **Rzymkowski:** Bild und Film als Hilfsmittel für Vorlesung und Unterricht, Praktikum, 1. — **Sieberg:** Geologische, physikalische und angewandte Erdbebenkunde I, 1; Erdbebenkundliches Praktikum, g; Anleitung zu selbständigen erdbebenkundlichen Arbeiten, tägl. g; Erdbebenkundliches Kolloquium, nach Vereinbarung g. — **Meisser:** Unsere Erde, Einführung in die Geophysik, 1 g; Geophysikalisches Praktikum (mit M. Müller und Martin): a) Einführung in die Instrumentenkunde für angewandte Geophysik, 2, b) Allgemeine geophysikalische Untersuchungsmethoden, 2; Anleitung zu selbständigen geophysikalischen Untersuchungen, tägl. g. — **Martin:** Erdmagnetismus, 1. —

Technische Hochschule Karlsruhe. **Bühl:** Experimentalphysik I, 5 und 3; Physikalisches Laboratorium, 6 und 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, nach Vereinbarung; Physikalisches Kolloquium (mit Lehmann), 14tägig, 1 g. — **Lehmann:** Theoretische Physik A: Elektrizitätslehre und Optik, 4; Theoretisch-physikalisches Seminar, 1 g. — **Quade:** Theorie der Wechselströme I, mit Übungen, 3. — **Peppler:** Allgemeine Meteorologie, 2; Synoptische Meteorologie, 2; Meteorologische Übungen, 2. —

Universität Kiel. **Rausch v. Traubenberg:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 4, für Mediziner, 3; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, 4; Forschungsarbeiten, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Kolloquium (mit Unsöld), $1^1/_2$ g. — **Unsöld:** Elektrodynamik, 4, Übungen, 1; Physikalisches Seminar, 1 g; Besprechung neuerer Arbeiten, nach Vereinbarung g; Neuere Fragen der theoretischen Astrophysik, 1. — **Pfleiderer:** Grundzüge der Meteorologie (mit Büttner), 1; Luftelektrizität, Erdmagnetismus und Polarlicht, mit Demonstrationen (mit Büttner), 1. — **Baumann:** Wetter und Wettervorhersage, 2; Meteorologisches Praktikum, 3. —

Universität Köln. **Kirchner:** Experimentalphysik I, 4, Ergänzungen, 1; Physikalisches Praktikum (mit Hiedemann), 7, für Mediziner, 4;

Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Hiedemann), tägl.; Kolloquium über neuere Arbeiten aus dem Gebiete der Physik (mit Försterling, Malsch und Cremer), 2 g; Physikalisches Seminar, 2 g. — **Försterling:** Thermodynamik, 4; Wissenschaftliche Arbeiten (mit Malsch), tägl. — **Cremer:** Übungen zur Thermodynamik, 1. — **Falkenhagen:** Einführung in die mathematische Physik I: Klassische Mechanik, Thermodynamik, 3, Übungen, 2. — **Malsch:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene I, 2; Praktikum für Fortgeschrittene, 4. — **Hiedemann:** Strömungslehre, 2.

Universität Königsberg. **Steinke:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, Optik, 4, 5 und 2, Übungen, 1; Physikalisches Proseminar, 14tägig, 2 g; Physikalisches Kolloquium (mit Stuart und Kretschmann), 14tägig, 2; Physikalisches Praktikum (mit Stuart), 6 und 3; Anleitung zum selbständigen Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl. g. — **Volkmann:** Höhere Experimentalphysik: Optik, 2; Einführung in die Wehrphysik; Ballistik, 2. — **Stuart:** Mechanik, mit Einführung in die theoretische Physik, 4, Übungen, 1 g; Physikalisches Seminar (mit Kretschmann), 14tägig, 2 g; Anleitung zum wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. g. — **Kretschmann:** Theorie des Lichts, 5, Übungen, 1 g. — **Reichenbächer:** Theorie der Schwere (Allgemeine Relativitätstheorie), 2. — **Errulat:** Dynamische Meteorologie, 1; Erdmagnetismus, 2; Besprechung geophysikalischer und meteorologischer Arbeiten, 2 g.

Universität Leipzig. **N. N.:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Höhere Physik, Ergänzungen zur allgemeinen Experimentalphysik, 1; Physikalisches Praktikum, 3, 6 oder 9, für Fortgeschrittene, 9; Selbständige physikalische Arbeiten, 24 oder 44; Seminar über die Arbeiten des Instituts, nach Vereinbarung g; Physikalisches Kolloquium (mit Heisenberg), $1^1/_2$ g. — **Heisenberg:** Einführung in die Quanten- und Wellenmechanik, 3, Übungen, 1; Seminar über die Struktur der Materie (mit Hund), 2 g; Selbständige theoretisch-physikalische Arbeiten (mit Hund). — **Hund:** Theoretische Physik I: Mechanik, 4, Übungen, 1. — **Schiller:** Einführung in die technische Wärmelehre, 2; Technisch-physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene: Angewandte Mechanik und Thermodynamik, 9; Selbständige physikalische Arbeiten: Angewandte Mechanik und Thermodynamik, 24 oder 44; Besprechung neuerer Arbeiten aus Hydro-, Aero- und Thermodynamik, 14tägig, 2 g. — **Karolus:** Elektrotechnik I, 2, Übungen, 3; Technisch-physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene: Angewandte Elektrizitätslehre, 9; Selbständige physikalische Arbeiten; Angewandte Elektrizitätslehre, 24 oder 44. — **Schmidt:** Vektoranalysis, 2; Flugmechanik, 1; Flugwissenschaftliches Seminar, 2 g. — **Möbius:** Korpuskularstrahlen, 1. — **Kaempf:** Photographie, einschließlich Farbenphotographie, 2. — **Weickmann:** Dynamik der Atmosphäre, 2; Geophysikalische Lagerstättenforschung, 2 g; Arbeiten im Geophysikalischen Institut und im Observatorium, tägl. g; Geophysikalisches Praktikum, 3; Geophysikalisches Kolloquium, 2 g.

Universität Marburg. **Grüneisen:** Experimentalphysik I, 4, Theoretische Ergänzungen, 1 g; Physikalisches Kolloquium, 2 g; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Kneser und Vogt), 3, für Fortgeschrittene, 8, für Geübte: Leitung wissenschaftlicher Arbeiten (mit Schulze, Kneser und Vogt), tägl. — **Berek:** Einführung in die geometrische Optik und Abbildungslehre, 2. — **Schulze:** Mechanik II: Elastizitätstheorie und Hydrodynamik, 4; Theorie der Optik, 3; Übungen in theoretischer Physik, 1. — **Kneser:** Physik des Atomkerns, 2, Mathematische Ergänzungen, 1. — **Vogt:** Technische Physik: Elektrizität und Magnetismus, mit Versuchen und Besichtigungen, 2.

Technische Hochschule München. **Zenneck:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, Optik, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Experimentalphysik, 1; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8, für Fortgeschrittene (mit v. Angerer), halbtägig; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten (mit Goubau), tägl. — **Frank:** Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Elektrizität I, 4; Angewandte Physik einschließlich Elektrotechnik, 1, Übungen, 2; Physikalische Übungen für Landwirte, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus Physik, ganztägig. — **Meißner:** Technische Physik II: Anwendungen der Elektrizitätslehre und der Optik, 3; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Physik, tägl. — **Ammann:** Kinematographie I, 1. — **v. Angerer:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene V: Atomphysik, Astrophysik, 2. — **Huber:** Meteorologie und Klimatologie, 2; Meteorologisches Seminar, 1.

Universität Prag. **Fürth:** Experimentalphysik I, 5, Ergänzungen, 2; Physikalisches Praktikum, 6 und 3; Übungen über technische Physik: Bau und Wirkungsweise der optischen Instrumente, 4; Physikalisches Kolloquium (mit Frank, Blüh und Glaser), 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl. — **Frank:** Relativitätstheorie, 4; Die Krise der mechanistischen Naturauffassung, 1; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Blüh:** Einführung in die Physik, 5; Physik und Technik des Hochvakuums, 2; Physikalisch-historische Lektüre, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Glaser:** Einführung in die theoretische Physik III: Thermodynamik, 5; Übungen aus theoretischer Physik, 2. — **Funk:** Über Einzelprobleme der mathematischen Physik und ihre Beziehungen zu technischen Fragen, 2. — **Pollak:** Physik der Erdbebenwellen und Theorie der Erdbebeninstrumente, 3; Erdbeben- und Vulkankunde, 2; Geophysikalisches Praktikum, 4; Geophysikalische Übungen, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl.

Technische Hochschule Prag. **Tuma:** Physik: Reine Mechanik, 5 und 3; Physikalisches Praktikum, 3 und 6; Technische Physik, 3. — **Lichtenecker:** Grundzüge der theoretischen Physik: Atomphysik, 2. — **Körner:** Wärmelehre der Gase, 2. — **Zocher:** Photographie, 1, Übungen, 4.

Universität Rostock. **Kunze:** Experimentalphysik II, 3, Ergänzungen, 1; Physikalische Übungen, 2 oder 4; Forschungsergebnisse der modernen Physik, 14tägig, $1^1/_2$ g; Seminar (Kolloquium) (mit Jordan), 14tägig, $1^1/_2$ g; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Jordan:** Theoretische Optik, mit Übungen, 4; Atomphysik, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Kunze), 2. — **Falckenberg:** Allgemeine Meteorologie, 1; Meteorologisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl.; Meteorologisches Praktikum für Anfänger, 4; Meteorologisches Kolloquium, 14tägig, 2 g.

Technische Hochschule Stuttgart. Regener: Experimentalphysik I, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3–6, für Fortgeschrittene, 6; Physikalische Übungen, 14tägig, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Versuchstechnik und Apparatebau für Physiker, mit Übungen, 1; Physikalisches Kolloquium für Anfänger, 1; Physikalisches Kolloquium: Besprechung neuerer Arbeiten (mit Ewald, Glocker und Hückel), $1^1/_2$. — **Lenz:** Bau und Berechnung optischer Geräte, 2. — **Kramer:** Einführung in die wissenschaftliche Photographie, 3. — **Ewald:** Theoretische Physik I: Mechanik, 4; Theoretikum in Physik (mit Hönl), 3; Seminar für Atomphysik (mit Hückel und Hönl), 2; Anleitung zu Arbeiten auf dem Gebiete der theoretischen Physik; nach Vereinbarung. — **Hückel:** Mechanik der Flüssigkeiten und Gase: Hydro- und Aerodynamik, 2; Übungen, 1; Atomspektren, 2. — **Hönl:** Problem der Wellenmechanik, 2. — **Glocker:** Röntgentechnik, 2; Röntgenpraktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene (mit Dehlinger), 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im Röntgenlaboratorium (mit Dehlinger), tägl. — **Dehlinger:** Aufbau und Technologie kristalliner Stoffe: Metallphysik, 2. — **Reiher:** Schall- und Erschütterungstechnik: Grundlagen der Meßtechnik, 2; Technisch-physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 1, Übungen, 3; Technisch-physikalisches Seminar für Fortgeschrittene; Wehrphysikalische Fragen, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im Institut für Schall- und Wärmeforschung, tägl. — **Kleinschmidt:** Flugmeteorologie, 1.

Universität Wien. Jäger: Die kinetische Theorie der Materie, 3. — **Meyer:** Radioaktivität, 3; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl.; Besprechung neuerer Arbeiten, 1 g. — **Ehrenhaft:** Experimentalphysik I, 5, Demonstrationsergänzungen 1; Seminar, 1; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. — **Schweidler:** Experimentalphysik I, 5, Demonstrationsergänzungen, 1; Mittelschul-Experimentier-Praktikum für Lehramtskandidaten, 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. — **Thirring:** Mechanik I, 5; Die Entwicklung der modernen Atomistik, 1; Seminar für theoretische Physik, 1; Proseminar für theoretische Physik, 1. — **Haschek:** Experimentalphysik I, 5; Physikalisches Praktikum, 6, für Vorgeschrittene, 10; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. — **Kottler:** Einführung in die theoretische Physik I, 5, Übungen, 1; Allgemeine Schwingungslehre I, 1. — **Przibram:** Elektrizität und Magnetismus III, 5. — **Lampa:** Physik, 2. — **Kirsch:** Atombau I, 3; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl.; Einführung in wissenschaftliche Arbeiten (mit Stetter), tägl. — **Stetter:** Elektrizitätsbewegung in Flüssigkeiten und nichtmetallischen festen Körpern, 1; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. — **Sirk:** Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 3, Übungen, 2. — **Flamm:** Partielle Differentialgleichungen der Physik I, 3, Rechenübungen, 1. — **Mattauch:** Strahlung und Materie, 2. — **Sexl:** Schwingungen von Saiten und Membranen, 1. — **Bauer:** Theorie der Bandenspektren, 2; Quantenstatistik I, 1. — **Ortner:** Neuere Ergebnisse in der Physik des Atomkerns, 2. — **Seidl:** Forschungsergebnisse der neueren Experimentalphysik, 2. — **Schmidt:** Einführung in die Meteorologie, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. Wetterkunde für Flieger, 3 Wochen; Meteorologisches Praktikum, 3 Wochen; Besprechungen neuerer meteorologischer Literatur (mit Conrad, Schedler und Lauscher), 2 g. — **Conrad:** Grundlagen und Methoden der Klimatologie, 2. — **Schedler:** Thermodynamik der Atmosphäre: Ausgewählte Kapitel, 1. — **Lauscher:** Erscheinungen der hohen Atmosphäre, 1. — **Windischberger:** Einführung in die Photographie, für Anfänger, 2; Photographisches Praktikum, für Vorgeschrittene, 2.

Universität Würzburg. Harms: Experimentalphysik I: Mechanik, Elektrizitätslehre, 4, Optik, für Fortgeschrittene, 2; Physikalisches Praktikum (mit Döpel), 6 und 3, für Fortgeschrittene, halbtägig; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Döpel), tägl. — **Döpel:** Atomphysik, 2 g. — **Ott:** Elektrodynamik, 4, Übungen, 1 g; Thermodynamik, 2, Übungen, 1 g; Die festen Körper und ihre Untersuchung mit Röntgenstrahlen (mit Valeton und Wagner), 14tägig, 2 g.

Universität Zürich. Meyer: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, Ergänzungen, 1; Physikalisches Praktikum, für Anfänger, $3^1/_2$, für Vorgerücktere, halbtägig, Ausführung selbständiger wissenschaftlicher Arbeiten, tägl.; Seminar über Experimentalphysik (mit Bär und Zuber), 2 g; Physikalisches Kolloquium (mit Wentzel und Bär), 2 g. — **Wentzel:** Thermodynamik und kinetische Theorie der Gase, 4, Übungen, 1; Theorien der Radioaktivität und der Kernstrukturen, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2 g. — **Ratnowsky:** Relativitätstheorie, 2. — **Bär:** Übungen im Demonstrieren von Schulexperimenten, 2, Theoretische Ergänzungen, 1. — **Zuber:** Radioaktivität, 1; Repetitorium der Experimentalphysik, 1.

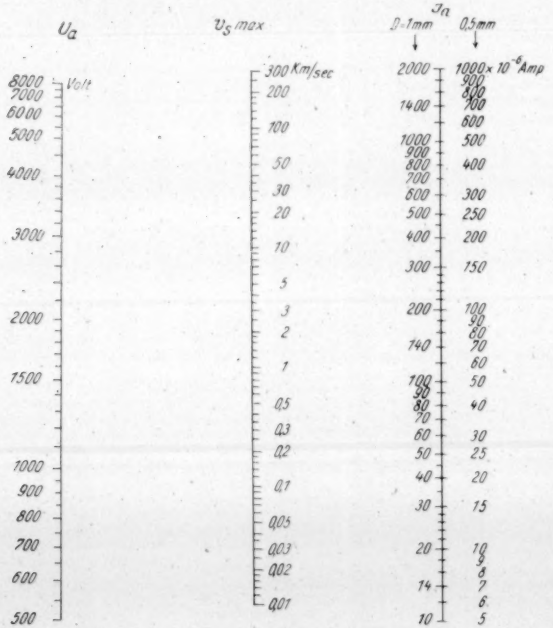
Technische Hochschule Zürich. Scherrer: Physik I: Mechanik, Wellenlehre, Optik, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 2 und 1; Experimentelle Grundlagen der Wellenmechanik, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4 und 8, für Fortgeschrittene, 8, 12 und 24; Physikalisches Kolloquium (mit Pauli), 2; Selbständige Arbeiten in Physik, 8, 12 und 24. — **Pauli:** Optik und Elektronentheorie, 3, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel der mathematischen Physik, 2; Wissenschaftliche Arbeiten in theoretischer Physik, tägl. — **Tank:** Experimentalphysik I, 3, Übungen, 1; Technische Optik, 2; Hochfrequenztechnik II, 2; Praktikum, 3, 6 und 12; Diplomarbeiten; Selbständige Arbeiten auf dem Gebiete der Hochfrequenztechnik, 8, 12 und 24. — **Fischer:** Elektroakustik, 2; Leitung selbständiger Arbeiten, tägl. — **Brandenberger:** Technische Kristallographie, unter besonderer Berücksichtigung der Röntgenographie, 1; Arbeits- und Meßwerkzeuge, Vorrichtungsbau und Spezialwerkzeugmaschinen, 2. — **Bretscher:** Physikalische Eigenschaften und chemische Konstitution der Moleküle, 2 g. — **Herzog:** Physik der Röntgenstrahlen, 2. — **Kienast:** Potentialtheorie, 2. — **Lehmann:** Wetter- und Klimalehre, 2; Morphologie der Erdoberfläche, 2; Allgemeine Meteorologie mit Rücksicht auf das Flugwesen, 1; Geographische Übungen (Praktikum) 4. — **Osswald:** Architektur-Akustik und Schallisolation, 2; Leitung selbständiger Arbeiten im Laboratorium für Akustik, tägl. — **Rüst:** Photographie I, 2; Kinematographie, 1; Photographisches Praktikum, 2; Photographisches Vollpraktikum, tägl. — **Sänger:** Atom- und Molekülspektren II, 2; Artilleristische Schallmessung, 1. — **Trümpler:** Thermodynamik der Gasreaktionen, 1 g.

Berichtigung

zu der Notiz: Zur photographischen Registrierung mit Braunschen Röhren. Diese Zeitschrift **37**, 650—655, 1936. Von Ch. Bachem.

Bei der Klischierung des Schreibgeschwindigkeitsnomogramms, Fig. 7, ist ein Fehler unterlaufen. Die drei Leitern des Nomogramms müssen untereinander den gleichen seitlichen Abstand haben. Dieser Abstand wurde versehentlich verschieden groß gemacht. — Nachstehend wird das richtige Nomogramm nochmals wiedergegeben.

Abhängigkeit der Schirm-Schreibgeschwindigkeit $v_{s\,max}$ von der Anodenspannung U_a und dem Strahlstrom J_a für die Fleckdurchmesser $D = 0{,}5$ und 1 mm.



Parameter:

Öffnungsverhältnis der Optik $\frac{d}{f} = 1:2$

Absorptionskoeffizient der Optik $a = 0{,}7$

Photogr. Schirmwirkungsgrad $\eta_p \simeq 3$ HK/Watt (bei $U_a = 5000$ Volt u. Leybold-v.-Ardenne-$CdWO_4$- oder $CaWO_4$-Schirmen)

Photographische Empfindlichkeit $\beta = \frac{2}{10}$ DIN° = 2 (z. B. Agfa ISS Isopan-Super-Spezial-Kleinbildfilm)

Verkleinerungsverhältnis $V = 1:4$

Erreichte Schwärzung $S = 0{,}1$

$$v_{s\,max} = \frac{d^2}{f^2} \cdot a \cdot \frac{U_a \cdot J_a}{D} \cdot \eta_p \cdot 10^{6} \cdot \frac{1}{2\,(V+1)^2}.$$

Fig. 7.
Schreibgeschwindigkeitsnomogramm nach Manfred v. Ardenne.

Köln, Laboratorium der Leybold und von Ardenne Oszillographen-Gesellschaft m. b. H.

Nachrichten.

Ernannt: Der Assistent der Universitätssternwarte in Leipzig Dr. Werner Schaub zum Observator am Astronomischen Recheninstitut der Universität Berlin, der Privatdozent an der Universität Bern Dr. Walter Feitknecht zum a. o. Professor für analytische und angewandte physikalische Chemie, der ord. Professor an der Universität Oxford Dr. Erwin Schrödinger zum ord.-Professor der theoretischen Physik an der Universität Graz, der ord. Professor für physikalische Chemie an der Universität von Paris Dr. Jean Perrin zum Unterstaatssekretär für wissenschaftliche Forschungen im französischen Ministerium, Diplom-Ing. Kunze zum Direktor des Hauses der Technik in Essen.

Vom Regierungsamt zurückgetreten: Frau Irene Curie-Joliot als Unterstaatssekretärin für wissenschaftliche Forschungen im französischen Ministerium, um sich ihren wissenschaftlichen Arbeiten als Professor der Physik an der Universität von Paris zu widmen.

Gestorben: Der Laboratoriumsdirektor für Meeresuntersuchungen an der École pratique des hautes études in Paris Dr. Jean Charcot, der frühere Direktor der Sternwarte in Göttingen Geh. Regierungsrat Professor Dr. Johannes Hartmann, der frühere ord. Professor für organische und analytische Chemie an der Universität Freiburg-Schweiz (ehemals an der Technischen Hochschule Berlin) Dr. Augustin Bistrzycki in Luzern, der Präsident der Faraday Society in London Dr. W. Rintoul in Stevenston.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — DA. III. Vj. 1936: 1400. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.